

Zakład Fizyki
Lublin
Lublin, ul. Nowycki Nr 8

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

TOM XVIII

ZESZYT 3

1967

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 Weyssenhoff, czł. rzecz. PAN (Kraków)

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Jan Weyssenhoff, czł. rzecz. PAN (Kraków)
Członkowie Redakcji — Jan Babecki (Kraków), Antoni Bajorek (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.

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

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XVIII, ZESZYT 3

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1967

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 2127 + 158 egz.	Rękopis dostarczony 21. II. 1967 r.
Ark. wyd. 7,75 ark. druk. 6 ³ / ₄	Podpisano do druku 19. VI. 1967 r.
Pap. druk. sat. 80 g. kl. III. 70×100	Druk ukończono w czerwcu 1967 r.
Zamówienie 208/67	Cena zł 15.— R-51

DRUKARNIA UNIwersytetu Jagiellońskiego, KRAKÓW, CZAPSKICH 4

Michał Halaunbrenner

Katedra Fizyki
Politechniki Krakowskiej
Kraków

Roman Negrusz (1874—1926)

Wspomnienie studenta w 40 rocznicę śmierci

W listopadzie 1966 r. staraniem Oddziału Gliwickiego PTF odbyło się w Politechnice Śląskiej posiedzenie naukowe poświęcone pamięci dr Romana Negrusza, profesora zwyczajnego fizyki doświadczalnej Uniwersytetu Jana Kazimierza we Lwowie.

Referaty obrazujące życie i działalność Profesora, zmarłego przed 40 laty, wygłosili Jego asystenci, prof. dr Kazimierz Gostkowski i prof. dr Marian Puchalik.

Te wypowiedzi pragnę uzupełnić jeszcze jedną kartą, zapisaną słowami ówczesnego studenta, jak ten słuchał i widział swego pierwszego profesora u progu studiów uniwersyteckich.

Było to po pierwszej wojnie światowej, w wyniku której Polska odzyskała państwową niepodległość. Roman Negrusz miał wtedy lat czterdzieści sześć i był profesorem zwyczajnym Uniwersytetu Lwowskiego. Wydział Filozoficzny, którego byliśmy studentami i do którego należała też Katedra Fizyki, swoją strukturą, zwyczajami i obyczajami miał charakter ówczesnego uniwersytetu europejskiego. Jego cechą znamioną była związana z wolnością akademicką swoboda studiów, nie krępowana żadnymi rygorami ani terminami. Uniwersytety takie były to instytucje uczonych i uczniów, profesorów i studentów. Nauczanie, wykładanie, przekazywanie wiedzy nowemu pokoleniu oraz przysposabianie wychowanków do przyszłych zawodów i powołań było punktem honoru każdego profesora.

Wykładów fizyki doświadczalnej Profesora Romana Negrusza słuchało około 300 studentów Wydziału Filozoficznego i Medycznego. Sala była zawsze przepelniona, mimo że słuchanie wykładów nie było obowiązkiem studenta. Wykład zaczynał się co do minuty o godzinie 9,15, a kończył o 10, przez 5 dni w tygodniu z wyjątkiem soboty. Wśród studentów było wielu dawnych żołnierzy

i oficerów, którzy przebyli wojnę na froncie, gdzie często śmierć zaglądała im w oczy, ale nie znalazł się wśród nich taki śmiałek, który by po rozpoczęciu wykładu odważył się wejść spóźniony na salę. Gdy mi dziś po latach przychodzi scharakteryzować w kilku słowach wykład Profesora, tak jak je przyjmowałem i przeżywałem jako student, to nie umiem na ich wyrażenie znaleźć innych słów jak: powaga, godność i dostojność. Sama postawa Profesora, staranność ubioru, w którym śmiało mógł złożyć wizytę królowi angielskiemu, była wyrazem szacunku, z jakim odnosił się do powierzonego i spełnianego zadania. Jasność myślenia, ścisłość rozumowania, dyscyplina każdego zdania, popartego zawsze pięknym eksperymentem, składały się na estetykę i urok tego misterium, którym był każdy wykład Profesora w słowie, geście i pokazie. Przy doświadczeniach nie pomagał Mu ani asystent, ani laborant, wszystko wykonywał sam, a był znakomitym i niedoścignionym eksperymentatorem. Jego doświadczenia były przykładem i drogowskazem przez długie lata pracy zawodowej i zawsze w odpowiedniej chwili zjawiały się w pamięci.

Przed rokiem na międzynarodowej konferencji w Londynie, polemizując w dyskusji na temat nauczania za pomocą filmu i telewizji powiedziałem, że byłem w życiu na wielu filmach, ale niestety mało z nich pamiętam, natomiast niemal każde doświadczenie wykonane przez mego profesora na pierwszym roku moich studiów uniwersyteckich tkwi mi po dziś dzień w pamięci. Jak żywy stanął mi wówczas przed oczyma Profesor z całym arsenałem swoich wspaniałych eksperymentów. Przyznał mi rację przewodniczący konferencji, oświadczając w podsumowaniu dyskusji *it is no substitute for a good teacher*.

Po wykładach przyszły egzaminy. Były one zdawane jako tzw. kolokwia, które, jak wszystko w ówczesnym uniwersytecie, nie były objęte rygorami, ale stanowiły warunek konieczny dla dostania się do pracowni. Pierwsze kolokwium odbyło się, jak wynika z zachowanych świadectw, w dniu 3 maja 1921 r. Zdawaliśmy w piątkę w gabinecie Profesora: Juliusz Schauder, potem znakomity matematyk i ofiara hitleryzmu, Maria Homme, dziś przełożona S. S. Sacre-Coeur, Zofia Krzysikówna, obecnie Orliczowa, żona wybitnego matematyka i profesora Uniwersytetu im. A. Mickiewicza w Poznaniu, Eustachy Tarnawski, dziś profesor matematyki w Politechnice Gdańskiej. Padło mnóstwo pytań, na jedno odpowiedzieliśmy, ale były takie, z którymi razem nie umieliśmy sobie poradzić. Po dwu godzinach Profesor oznajmił: wszyscy państwo zdali z postępem celującym. Uważaliśmy to za akt wspaniałomyślności naszego Profesora. Drugie kolokwium zdawałem razem z Kazimierzem Krzyżanowskim, potem długoletnim asystentem Uniwersytetu. Przez przeszło godzinę Profesor egzaminował nas z elektrycznych prądów zmiennych. Było to bezpośrednio po wycieczce do elektrowni miejskiej, którą poprzedniego dnia odbyliśmy pod kierunkiem Profesora. Przed wejściem do elektrowni Profesor zwrócił się do nas słowami: *mam do państwa jedną prośbę, proszę nie zadawać za dużo pytań, obawiam się, że mogłyby być kompromitujące*.

Drugie kolokwium upoważniało do pracy w laboratorium fizycznym. Ćwiczenia odbywały się we czwartki po południu od godziny 15 do 20. Pracownią

kierowali asystenci p. Kazimierz Gostkowski i Stanisław Malec. Pracowaliśmy przeważnie pojedynczo, czasem w zespołach po dwóch. W pracowni spędziliśmy blisko dwa lata. Zawsze, około godziny 18, przychodził Profesor i rozmawiał na temat przerabianego ćwiczenia z wykonującym je studentem. Rozmowę taką uważaliśmy za wyróżnienie. Nieraz przy końcu wizyty zbierała się grupka koło Profesora i rozmowa toczyła się na tematy ogólne. Jedną z takich rozmów zamieściłem przed kilku laty w „Fizyce w szkole“: *Nie szkoła wyższa — powiedział Profesor — może mieć pretensje do szkoły średniej, ale szkoła średnia do szkoły wyższej, ponieważ jakich uniwersytety dostarczą nauczycieli, taka będzie szkoła średnia.*

Potem nastąpił egzamin nauczycielski. Temat z fizyki nie był zadaniem łatwym, ale leżał w możliwościach kandydata. Różnił się od zadań dawanych przez matematyków, których temat podany przez jednego profesora nierzadko był za trudny do rozwiązania przez drugiego. Złożonym egzaminem nie zakończył się mój kontakt z Profesorem. Było jeszcze jedno ważne wydarzenie w życiu, na które On miał wpływ decydujący.

W roku 1926 po zamachu majowym na okres kilku miesięcy kierownictwo Ministerstwa WR i OP objął Tadeusz Łopuszański, z wykształcenia fizyk, wielki orędownik modernizacji nauczania. Dla wypracowania nowych metod, zwłaszcza laboratoryjnych, powołał do życia w miastach uniwersyteckich ośrodki metodyczne, którym powierzył to zadanie. Na powstałe nowe stanowisko we Lwowie pierwszym kandydatem był Stanisław Malec, a drugim ja. Obaj pracowaliśmy w miasteczkach prowincjonalnych. W czerwcu 1926 r. Stanisław Malec zdecydował się na objęcie posady w Warszawie, więc pozostała tylko moja osoba. Kiedy na początku września po rozpoczęciu już roku szkolnego nie nadchodziła żadna oficjalna decyzja, udałem się do Kuratorium do swego wizytatora, radcy szkolnego Stanisława Pająka, człowieka wielkiej miary, zacności, prawości, oddanego całym sercem sprawom szkolnym. Powiedział on do mnie, że Kuratorium chętnie widziałoby pana, lecz w ostatnich dniach zostali wysunięci nowi kandydaci ze strony Uniwersytetu. W tych dniach dyrektor Duchowicz będzie rozmawiał z profesorem Negruszem i oni zdecydują ostatecznie. Decyzja Profesora była dla mnie pozytywna i niezmiernie ważna.

W świetle tego co zostało powiedziane widać, że mimo wolności akademickiej i swobody studiów, więź profesora ze studentem nie była słaba, jego kontakt i wpływ osobisty na tok studiów i właściwe ustawienie swego wychowania na przyszłość wcale nie był marginesowy. Dzieci podobno nie odwdzięczają się swoim rodzicom, lecz dopiero swoim dzieciom. Nieraz zadawałem sobie pytanie, czy oddajemy swoim studentom tyle, ile dał nam nasz profesor. Dlatego pamięć o Jego osobie towarzyszyła przez lata i taka pozostanie do ich kresu, pamięć owiana uczuciem wdzięczności, nieprzemijająca nigdy pamięć o Profesorze Romanie Negruszu, wielkiej godności i prawości człowieka, o prawdziwym fizyku.

*

*

*

kierowali asystenci p. Kazimierz Gostkowski i Stanisław Malec. Pracowaliśmy przeważnie pojedynczo, czasem w zespołach po dwóch. W pracowni spędziliśmy blisko dwa lata. Zawsze, około godziny 18, przychodził Profesor i rozmawiał na temat przerabianego ćwiczenia z wykonującym je studentem. Rozmowę taką uważaliśmy za wyróżnienie. Nieraz przy końcu wizyty zbierała się grupka koło Profesora i rozmowa toczyła się na tematy ogólne. Jedną z takich rozmów zamieściłem przed kilku laty w „Fizyce w szkole“: *Nie szkoła wyższa — powiedział Profesor — może mieć pretensje do szkoły średniej, ale szkoła średnia do szkoły wyższej, ponieważ jakich uniwersytety dostarczą nauczycieli, taka będzie szkoła średnia.*

Potem nastąpił egzamin nauczycielski. Temat z fizyki nie był zadaniem łatwym, ale leżał w możliwościach kandydata. Różnił się od zadań dawanych przez matematyków, których temat podany przez jednego profesora nierzadko był za trudny do rozwiązania przez drugiego. Złożonym egzaminem nie zakończył się mój kontakt z Profesorem. Było jeszcze jedno ważne wydarzenie w życiu, na które On miał wpływ decydujący.

W roku 1926 po zamachu majowym na okres kilku miesięcy kierownictwo Ministerstwa WR i OP objął Tadeusz Łopuszański, z wykształcenia fizyk, wielki orędownik modernizacji nauczania. Dla wypracowania nowych metod, zwłaszcza laboratoryjnych, powołał do życia w miastach uniwersyteckich ośrodki metodyczne, którym powierzył to zadanie. Na powstałe nowe stanowisko we Lwowie pierwszym kandydatem był Stanisław Malec, a drugim ja. Obaj pracowaliśmy w miasteczkach prowincjonalnych. W czerwcu 1926 r. Stanisław Malec zdecydował się na objęcie posady w Warszawie, więc pozostała tylko moja osoba. Kiedy na początku września po rozpoczęciu już roku szkolnego nie nadchodziła żadna oficjalna decyzja, udałem się do Kuratorium do swego wizytatora, radcy szkolnego Stanisława Pająka, człowieka wielkiej miary, zacności, prawości, oddanego całym sercem sprawom szkolnym. Powiedział on do mnie, że Kuratorium chętnie widziałoby pana, lecz w ostatnich dniach zostali wysunięci nowi kandydaci ze strony Uniwersytetu. W tych dniach dyrektor Duchowicz będzie rozmawiał z profesorem Negruszem i oni zdecydują ostatecznie. Decyzja Profesora była dla mnie pozytywna i niezmiernie ważna.

W świetle tego co zostało powiedziane widać, że mimo wolności akademickiej i swobody studiów, więź profesora ze studentem nie była słaba, jego kontakt i wpływ osobisty na tok studiów i właściwe ustawienie swego wychowania na przyszłość wcale nie był marginesowy. Dzieci podobno nie odwdzięczają się swoim rodzicom, lecz dopiero swoim dzieciom. Nieraz zadawałem sobie pytanie, czy oddajemy swoim studentom tyle, ile dał nam nasz profesor. Dlatego pamięć o Jego osobie towarzyszyła przez lata i taka pozostanie do ich kresu, pamięć owiana uczuciem wdzięczności, nieprzemijająca nigdy pamięć o Profesorze Romanie Negruszu, wielkiej godności i prawości człowieka, o prawdziwym fizyku.

*

*

*

Roman Negrusz urodził się w Samborze, dnia 17 kwietnia 1874 roku. Po ukończeniu gimnazjum klasycznego wstąpił na Uniwersytet we Lwowie. Fizykę doświadczalną wykładał wówczas Ignacy Zakrzewski, teoretyczną zaś Oskar Fabian.

Doktoryzował się w 1900 roku na podstawie pracy: *O trzech izomerycznych benzylotoluolach*, którą dnia 2 kwietnia tegoż roku na posiedzeniu Wydziału Matematyczno-Przyrodniczego Akademii Umiejętności w Krakowie przedstawił jej członek rzeczywisty, prof. dr Bronisław Radziszewski.

Promocja doktorska miała charakter bardzo uroczysty, odbyła się bowiem *sub auspiciis imperatoris*. Doktorant otrzymał od cesarza Franciszka Józefa (Lwów znajdował się wówczas pod zaborem austriackim) złoty pierścień za to, że wszystkie noty jakie miał na świadectwach w szkole powszechnej, gimnazjum i na uniwersytecie, były celujące.

Taki pierścień posiadał również Marian Smoluchowski, który niemal w tym samym czasie, bo w r. 1899 objął po profesorze Fabianie Katedrę Fizyki Teoretycznej i kierował nią do r. 1912. Smoluchowski posiadał duże zrozumienie dla pracy doświadczalnej w fizyce, dlatego darzył przyjaźnią i uznaniem o dwa lata młodszego od siebie Romana Negrusza.

Habilitował się w r. 1907 na podstawie obszernej pracy pt. *Badania nad polaryzacją galwaniczną* (Lwów, I Drukarnia Związkowa 1906, str. 104).

W tym samym roku w Uniwersytecie lwowskim nastąpiło drugie ważne wydarzenie, a mianowicie wykłady matematyki objął docent dr Wacław Sierpiński, co dla poziomu naukowego i atmosfery pracy badawczej Uniwersytetu miało ogromne znaczenie.

Dnia 9 lipca 1917 roku na posiedzeniu Akademii Umiejętności w Krakowie Marian Smoluchowski na dwa miesiące przed swoją śmiercią przedstawił pracę Romana Negrusza: *O zależności przewodnictwa elektrycznego drutów metalowych od ich przekroju, od temperatury i ciśnienia*.

Zagadnienia te podjęte w naszych czasach wobec półprzewodników okazały się problemami o dużym znaczeniu.

Osobny i duży rozdział działalności Romana Negrusza stanowiła praca w charakterze konstruktora i mistrza mechaniki precyzyjnej. Sam obmyślał i wykonywał liczne przyrządy do prac naukowych i pokazów dydaktycznych. Zorganizował bogaty warsztat i wykształcił znakomitego mechanika w osobie Jana Tomasika, który przez długie lata aż do czasów dzisiejszych we Wrocławiu oddawał nieocenione usługi w wykonywaniu precyzyjnych aparatów do badań naukowych.

Profesor łączył fizykę z praktyką. Był doradcą naukowym w pierwszej fabryce akumulatorów Z. Staneckiego, a potem też doradcą i konstruktorem w pierwszej w Polsce fabryce żarówek Żareg.

Profesorem nadzwyczajnym został mianowany w r. 1917, a zwyczajnym w r. 1920. W tym roku objął też po Ignacym Zakrzewskim kierownictwo katedry fizyki doświadczalnej w Uniwersytecie Lwowskim.

Żył lat 52. Zmarł dnia 10 grudnia 1926 roku.

Roman Negrusz (1874—1926)**Remembrance of a student on the 40th anniversary of his decease**

Abstract: Roman Negrusz (1874—1926) was a professor of experimental physics of the Lwów University in Poland.

On the 40th anniversary of his decease one of his many students paints a silhouette of his professor as seen and heard by the student at the threshold of university studies.

Professor Negrusz was an excellent lecturer and experimenter. The only words that the student could find to describe his fine didactic qualities are: authority, dignity and respectability.

The memoirs emphasize that despite the academic liberty and freedom of studies, uncramped by any rigors or dotelines so characteristic of the universities of those times, the ties between the professor and student were not loose then. His contact and personal influence on the progress of his pupil's studies and on his attitude in the future was not at all marginal.

Professor Roman Negrusz worked in the field of electrochemistry. His works are to be found in the papers of the department of mathematics and natural sciences of the Academy of Knowledge in Cracov from the years 1900 to 1917.

J. H. Green

Pozytonium — jego tworzenie i oddziaływania *

Istnienie pozytonium — względnie stabilnego tworu składającego się z pozytonu i negatonu było po raz pierwszy stwierdzone około 14 lat temu. Bardziej współczesne prace wskazują, że może ono brać udział w wielu reakcjach z ciałami stałymi, cieczeniami i gazami. W artykule tym przedyskutowano problemy związane z tworzeniem pozytonium, jego reakcji oraz możliwości użycia ich jako metody przy badaniach struktury ciał stałych.

Historia pozytonium rozpoczęła się w 1930 r., kiedy to P. A. M. Dirac przepowiedział istnienie pozytonu — dodatnio naładowanego elektronu, e^+ . Istnienie pozytonu, wysnute przez Diraca bazowało na zmodyfikowanym w oparciu o szczególną teorię względności równaniu Schrödingera. Równanie to było wcześniej używane do opisu cząstek posiadających prędkości zaniedbywalne w porównaniu z prędkością światła. Nieco później C. D. Anderson wykrył przy pomocy komory Wilsona pozyton, który może być traktowany jako „dziura“ (stan o ujemnej energii) w morzu elektronów. Powstanie takiej dziury wiąże się z udzieleniem pewnemu elektronowi energii większej niż $2M_0c^2$ (M_0 oznacza tu masę spoczynkową elektronu, zaś c — prędkość światła w próżni). Od tego czasu bardzo często stwierdzano kreację par pozyton — negaton przy absorpcji promieniowania, np. przy naświetlaniu ciał promieniowaniem elektromagnetycznym o energii około 2 MeV. S. Mohorovičić pierwszy zasugerował istnienie związanego stanu pozyton — negaton i posłużył się tą koncepcją przy obliczeniach widma takiej pary. Dużo później A. E. Ruark nadał nazwę pozytonium dla najprostszego stanu związanego e^+e^- , i stwierdził, że elektron jest w nim związany energią 6,77 eV (połowa tej energii jaką jest związany elektron w atomie wodoru). Eksperymentalny dowód istnienia pozytonium, będący podstawą badań w ostatnich 14 latach był dokonany w pomysłowej pracy M. Deutscha w 1951 r. Polegała ona na zmierzeniu średniego czasu życia pozytonu w tym połączeniu (nowsze metody pomiarów opisane będą później). W jednym z poprzednich zeszytów *Endeavour* [4] opisano metody tworzenia i identyfikowania pozytonium. Drukowany obecnie artykuł dotyczy głównie strony chemicznej problemu.

* Tłumaczenia artykułu zamieszczonego w czasopiśmie *Endeavour* 25, J. 16 (1966) dokonano za zgodą wydawcy.

Przebieg życia pozytonu

W laboratoryjnych badaniach problemu pozytonium, najczęściej stosowanym źródłem promieniowania są jądra ^{22}Na , które emitując pozytony o maksymalnej energii 0,54 MeV z czasem połowicznego zaniku równym 2,3 lat zamieniają się w jądra ^{22}Ne w stanach wzbudzonych. Czas życia jąder Ne w tych stanach wynosi 10^{-11} sec. Po tym czasie połowa powstałych jąder Ne przechodzi do stanu podstawowego, emitując promieniowanie γ o energii 1,28 MeV. Prawie równoczesna emisja promieniowania γ i pozytonu jest bardzo korzystnym przypadkiem wskazującym prawie bezbłędnie moment „narodzenia“ pozytonu. Jego „śmierć“ jest sygnalizowana nieco później promieniowaniem anihilacyjnym. Para pozyton — negaton może być utworzona przez dostarczenie elektronowi energii dwukrotnie większej od energii równoważnej jego masie spoczynkowej ($2M_0c^2$), czyli równej około 1,02 MeV. Podobnie anihilacja tej pary wiąże się z emisją jednego lub więcej fotonów mających łącznie energię równą 1,02 MeV. Zarówno w teorii, jak i w eksperymencie starano się o wyrobienie sobie jasnego obrazu sytuacji pozytonu od momentu osiągnięcia przez niego z stosunkowo wysoką energią układu atomów, drobin lub jonów do momentu, kiedy opuszcza on ten układ z energią termiczną (strata energii od 0,54 MeV do 0,025 eV). Proces ten jest bardzo skomplikowany i może być opisany jedynie w zarysie. Proces termalizacji pozytonu (redukcji energii w niektórych gazach) był rozważany przez wielu autorów [1] [2]. Rozważmy los pozytonu w argonie.

Czas życia pozytonu poprzedzający anihilację ze swobodnym elektronem jest zwykle zwany czasem swobodnej anihilacji. Może on być wyliczony z równania podanego przez Diraca. Równanie to ma dla argonu postać:

$$(Z = 18) \quad p\tau = 2,76 \cdot 10^{-7} \text{ sec} \cdot \text{atm} \quad (1)$$

gdzie τ oznacza czas życia, a p ciśnienie gazu w atmosferach. W rzeczywistości pozyton oddziaływa z materią w rozmaity sposób. Z każdym sposobem wiąże się określony czas tego oddziaływania i może być ten czas oszacowany [2]. W tablicy I podane jest zestawienie czasów potrzebnych na wytracenie przez pozyton pewnej części energii. W pierwszej fazie oddziaływania pozytony bardzo szybko tracą energię na drodze nieelastycznych zderzeń powodujących jonizację i wzbudzenie atomów argonu. W argonie przy ciśnieniu atmosferycznym, pozyton może wytracić swoją energię w granicach od 0,54 MeV do 0,01 MeV w ciągu czasu równym $7 \cdot 10^{-9}$ sec. W momencie osiągnięcia przez pozyton energii 15,8 eV (energia ta równa jest potencjałowi jonizacji atomu argonu, E_{jon}), jest on zdolny do utworzenia pozytonium — stanu związanego e^+e^- . Pozyton, zanim zdąży anihilować, tworzy pozytonium z jednym z elektronów z atomu argonu. W ten sposób oddziałuje około 30% pozytonów, inne w dalszym ciągu wytracają energię przez zderzenia, ewentualnie anihilują.

Spiny zarówno pozytonów, jak i negatonów są skwantowane. Oznacza to, że jeśli obydwie cząstki są ze sobą związane to osie ich spinów mogą być względem siebie równoległe lub antyrównoległe. Swobodną anihilację (ma ona miejsce

Tablica I

Sposoby termalizacji pozytonów przy ciśnieniu 1 atm

Stopień	Energia (eV)	Mechanizm wytracania energii	Czas wytracania energii	Los pozytonów
I	(a) 500	Przewaga zderzeń nie-elastycznych	$0,025 \tau_f$ ¹ (7 nsec)	Wytracanie energii Zaniedbywalne straty na inne procesy
	(b) $E_{ion} = 15,8$	Zderzenie nieelastyczne porównywalne ze zderzeniami elastycznymi	$< 0,32 \tau_f$ (90 nsec)	Wytracanie energii Małe straty na anihilację
II	$E_{exc} = 11,6$			Tworzenie pozytonium Swobodna anihilacja Wytracanie energii
	$E_{thr} = 9,0$	Wyłącznie zderzenia elastyczne	$0,044 \tau_f$ (12 nsec)	Tworzenie pozytonium Mało swobodnej anihilacji Wytracanie energii
III	(a) 0,9	Wyłącznie zderzenia elastyczne	$1,0 \tau_f$ (276 nsec)	Wytracanie energii Tworzenie związków $Are^+(\text{?})$ Ewentualna swobodna anihilacja
	(b)	Wyłącznie zderzenia elastyczne	Długi	Wytracanie energii Tworzenie związków $Are^+(\text{?})$ Ewentualna swobodna anihilacja

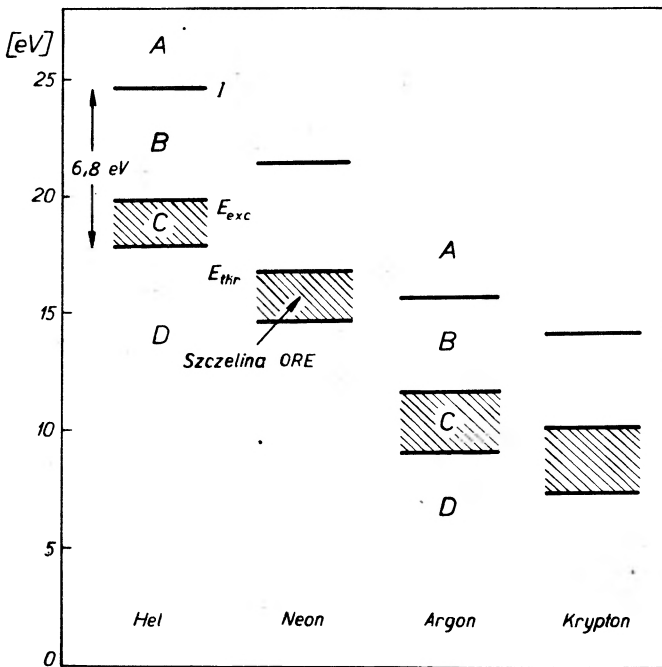
¹ τ_f = Czas życia swobodnej anihilacji Diraca.

w wypadku zderzenia się pozytonu ze swobodnym elektronem), względnie anihilację stanu związanego (po utworzeniu pozytonium) udaje się zidentyfikować przy pomocy uporządkowania spinów cząstek. Jeśli osie spinów są równoległe, to mamy do czynienia z ortopozytonium, które jest tworzone 3 razy częściej, anihiluje zaś aż 1120 razy rzadziej niż parapozytonium. Udaje się ocenić czas życia *o*-Ps w próżni na 140 nsec, zaś *p*-Ps tylko 0,125 nsec (*o*-Ps oznacza ortopozytonium, *p*-Ps — parapozytonium, a nsec = 10^{-9} sec). Te czasy życia są bardzo krótkie, lecz z drugiej strony można je uważać za bardzo długie w porównaniu z przedziałami czasowymi mierzonymi w granicach możliwości aparaturowych lub czasami wibracji atomów w cząsteczce (10^{-14} sec). Quasiatomy pozytonium powstałe w tym samym momencie mogą się zachowywać w różny sposób. Chemia pozytonium zajmuje się głównie problemami związanymi z oddziaływaniem pozytonium z materią, w której ono powstaje. W tego

typu oddziaływaniach formy orto- i para- mogą przechodzić w siebie, a w dodatku wytracanie energii przez nie odbywa się na drodze dotychczas mało przebadanej. Te pozytony, które nie mają udziału w powstawaniu pozytonium, mogą tworzyć takie związki jak e^+Ar lub dalej wytracać energię do momentu ich ewentualnej anihilacji. Może ona mieć miejsce często dużo wcześniej niż zostanie osiągnięta przez pozyton energia termiczna.

Prawdopodobieństwo tworzenia pozytonium

Na rys. 1 jest zaznaczone po 3 poziomy energetyczne dla przypadku gazów szlachetnych. Poziomowi (I) dla argonu przy energii 15,8 eV odpowiada energia



Rys. 1. Poziomy energetyczne i szczelina Ore dla gazów szlachetnych

jonizacji atomu. Poziom (E_{exc}) przy 11,6 eV jest pierwszym poziomem wzbudzonym w argonie, zaś 9,0 eV jest energią progową (E_{th}) dla utworzenia pozytonium. Pozytonium może być utworzone przez pozytony z obszaru A, ale równocześnie przy tych stosunkowo wysokich energiach bardzo chętnie ono dysocjuje. Dla utworzenia pozytonium, które byłoby stabilne po oderwaniu jednego elektronu od atomu argonu, wymagana jest pewna energia (progowa) jaką powinien posiadać pozyton. W omawianym przypadku energia ta równa jest $I - 6,8 \text{ eV} = 9,0 \text{ eV}$. Wszelkie pozytony posiadające energię w granicach od 9,0 eV do 15,8 eV są zdolne do utworzenia pozytonium, ale przy energiach

większych od 11,6 eV wiele z nich może powodować tylko jonizację atomów argonu. Największe prawdopodobieństwo utworzenia pozytonium posiadają pozytony o energii z obszaru *C* zwanego szczeliną Ore, chociaż jest pewna szansa, że może ono być utworzone także przez pozytony posiadające energię z obszaru *B*. Krótko mówiąc, prawdopodobieństwo utworzenia pozytonium może być zdefiniowane poniższą podwójną nierównością

$$\frac{I - (I - 6,8)}{E_{\text{exc}}} > \text{prawdopodobieństwo tworzenia } (f) > \frac{E_{\text{exc}} - (I - 6,8)}{I}.$$

W tablicy II są zestawione dla kilku przypadków wartości wyliczone z tej nierówności i porównane ze znalezionymi doświadczalnie prawdopodobieństwami utworzenia pozytonium. Najbardziej interesujący z punktu widzenia tego artykułu jest moment po utworzeniu pozytonium. W zależności od fizycznych i chemicznych warunków stworzonych przez otoczenie, pozytonium może w rozmaity sposób oddziaływać i anihilować, a w związku z tym może mieć różny czas życia. Dopóki otoczenie nie ma wpływu na pozytonium, mamy do czynienia z trzema czwartymi *o*-Ps i jedną czwartą *p*-Ps i ten stosunek może

Tablica II

Doświadczalne wartości energii poziomów, granicy Ore i udział pozytonów tworzących Ps

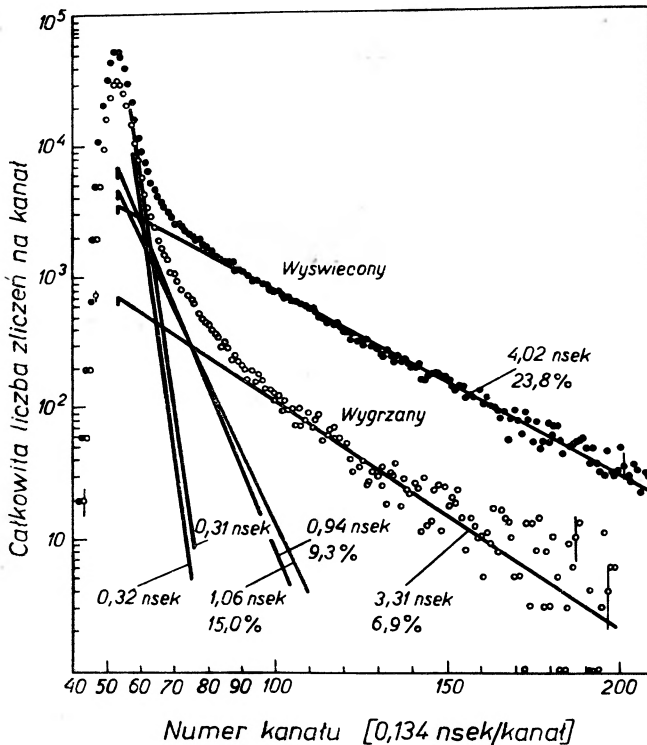
Gaz	<i>I</i> (eV)	<i>E</i> _{exc} (eV)	<i>E</i> _{thr} (eV)	Procent granicy Ore <i>f</i> (%)	Doświadczenie <i>f</i> (%)
He	24,6	19,8	17,8	10—28	32 ± 3
Ne	21,4	16,7	14,6	13—32	55 ± 6
Ar	15,8	11,6	9,0	23—43	31 ± 3 27 ± 3 36 ± 6
Kr	14,1	10,1	7,3	29—48	25

pozostawać stały aż do momentu anihilacji. Jest to spowodowane tym, że chociaż różnica energii między obydwoma formami jest zaniedbywalna, to przejścia między nimi mają charakter dipolowy i przypadkowa konwersja jednej formy w drugą nie jest dopuszczalna. Przejście z *o*-Ps w *p*-Ps może nastąpić podczas zderzeń z molekułami i to określa się jako wyświecenie (*quenching*). Z tego względu, że *p*-Ps jest tworzone 3 razy rzadziej, a czas jego życia jest stosunkowo krótki, większość prac naukowych koncentruje się wokół problemów *o*-Ps.

Technika eksperymentu

Tworzenie i oddziaływanie pozytonium bada się zwykle (w dostatecznej odległości od źródła) mierząc czas pomiędzy dwoma kwantami gamma. Jednym z nich jest kwant o energii 1,28 MeV, tworzący pozytonium, drugim zaś kwant ani-

hilacji (0,51 MeV). Pod uwagę bierze się także naturę promieniowania anihilacyjnego. Promieniowanie to jest w postaci trzech kwantów gamma, jeśli pochodzi od stanu *o*-Ps, a w postaci dwóch kwantów gdy ma związek z *p*-Ps. Pomiar polega na zliczaniu impulsów pochodzących z układu potrójnych koincydencji, na wejście którego docierają impulsy od trzech detektorów ustawionych względem siebie pod kątami 120° i leżących w jednej płaszczyźnie z komorą, w której powstaje pozytonium. Pomiar taki pozwala określić liczbę utworzonych *o*-Ps i sposób ich wyświecania w różnych reakcjach fizycznych i chemicznych. Podobnie można obserwować przy pomocy dwóch detektorów i układu koincydencji podwójnych promieniowanie anihilacyjne pochodzące od stanu *p*-Ps. To promieniowanie nie zawsze musi składać się z dwóch kwantów gamma biegnących w przeciwnych kierunkach. W wypadku anihilacji *p*-Ps o określonej energii lub anihilacji pozytonów z bardziej zewnętrznymi elektronami w drobinie, pomiar korelacji kierunkowych kwantów gamma wskazuje raczej stosunkowo szeroki ich rozkład wokół 180° . Rozkład kwantów pochodzących z anihilacji termicznych *p*-Ps jest bardziej anizotropowy (zawarty w granicy 2 miliradianów). Wyżej wspomniany pomiar pozwala uzyskać informacje o oddziaływaniu pozytonium. Rozróżnienia pomiędzy anihilacją stanów *o*- i *p*- łatwo dokonać przy pomocy spektrometru scyntylacyjnego (NaJ/Tl/)



Rys. 2. Diagram czasów życia i ich rozkład na składowe dla PTFE

dzięki różnej energii kwantów anihilacyjnych odpowiadających różnym stanom [4], [17].

Najbardziej wartościowym eksperymentem jest określenie czasu życia pozytonu. Od wielu lat robi się to przy pomocy metody koincydencji opóźnionych. Jeden z detektorów liczy pochodzące od ^{22}Na kwanty gamma sygnalizujące „narodziny“ pozytonu, drugi zaś liczy kwanty anihilacyjne sygnalizujące jego „śmierć“. Impuls początkowy może być opóźniony elektrycznie i podany równocześnie z impulsem końcowym na układ koincydencyjny. Znając wartość wprowadzonego opóźnienia między impulsami, można określić czas życia pozytonu. Obecnie w użyciu są bardziej zaawansowane metody, a typowe otrzymywane wyniki są przedstawione na rys. 2.

Tworzenie pozytonium i jego reakcje w gazach

Wyświecenie o -Ps — najczęściej obserwowanego wyniku reakcji, odbywa się w dwóch procesach. Jednym z nich jest wyświecenie konwersyjne (*quenching*) polegające na zderzeniu z drobiną, zmieniające o -Ps na p -Ps, a tym samym zwiększające liczbę anihilacji. Drugim jest (*pick off*) proces polegający na anihilacji pozytonu związanego w pozytonium, z elektronem pewnej drobinicy. Ten ostatni proces jest częściej obserwowany niż anihilacja z negatonem tworzącym pozytonium. Interpretując wyniki przeprowadzonych eksperymentów [4], [5], nie ma powodu podejrzewać udziału innych efektów poza wyświecaniem przez wrywanie (*pick off*).

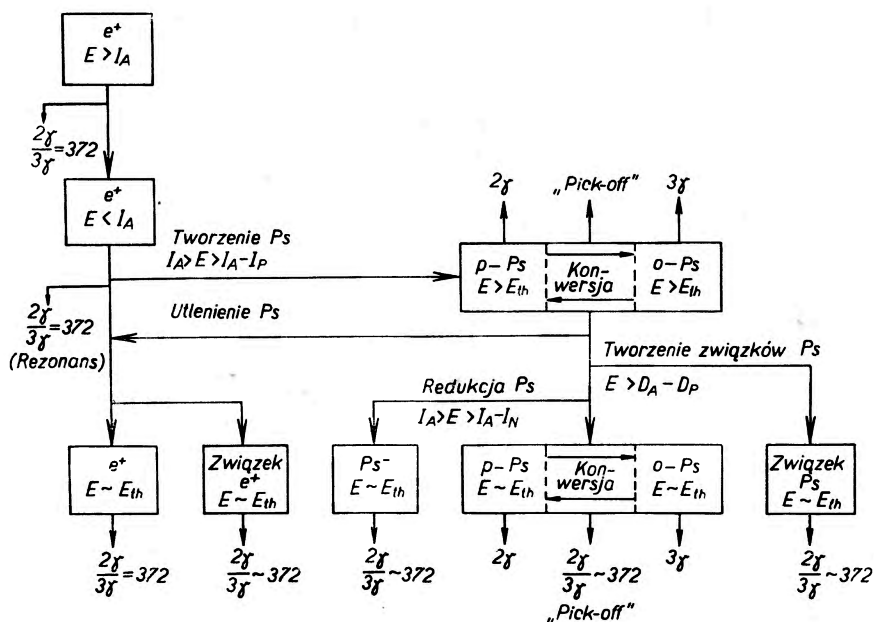
Z drugiej strony nie ma związków chemicznych posiadających niesparowane spiny elektronowe, które mogłyby doprowadzić do wyświecania konwersyjnego występującego często w obecności takich gazów jak NO i NO₂. W innych gazach takich jak Cl lub Br wpływ wyświecania na czas życia o -Ps musi być przypisany utworzeniu związanego pozytonium. Jeśli zostanie utworzony związek opisany symbolem $e^+e^- \text{Cl}$, to pozytonium pozostaje w miejscu o dużej gęstości elektronów zamiast wędrować od molekuly do molekuly. Takie zachowanie się pozytonium znacznie zwiększa możliwość jego szybszej anihilacji. Istnienia takich związków spodziewano się przed ukazaniem się pracy M. Deutscha i jego grupy [6], lecz nie przeprowadzono nad nimi wielu badań. Wyniki teoretyczne wskazywały, że związki takie mogą być stabilne. Jako przykład może posłużyć PsCl posiadający energię wiązania 1,55 eV, a na wytworzenie 1 mola tego związku potrzeba 34 kcal. W dalszej części podany będzie opis doświadczeń potwierdzających ten fakt. W 1963 r. zostały otrzymane interesujące wyniki. Interpretując je założono, że pozytony nie wchodzące w skład pozytonium tworzą związki z gazami. W argonie z niewielkimi domieszkami metanu, etanu, propanu, n -butanu, izobutanu lub CCl₄, stwierdzono 3 do 700 razy szybszą anihilację pozytonów niż wynikałoby to z formuły Diraca

$$\lambda = 0,748 \cdot 10^{-14} n \text{ sec}^{-1},$$

gdzie n jest liczbą zdolnych do anihilacji elektronów w jednym cm^3 . Jest rzeczą prawie pewną, że pozytony anihilują szybciej, ponieważ w ich sąsiedztwie jest dużo większa liczba elektronów otaczających molekułę taką jak $e^+\text{CCl}_4$. W czystym freonie-12 czas życia pozytonów maleje ze wzrostem ciśnienia i wydaje się, że tworzy się związek $e^+\text{CCl}_2\text{F}_2$. Wszystkie te związki są stabilne w specyficznym sensie, który poprzednio zdefiniowano.

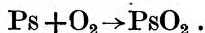
Tworzenie pozytonium i jego reakcje w cieczech

Jest rzeczą zadziwiającą, lecz zarazem zrozumiałą, że poświęcono tak wiele badań pozytonom w cieczech i ciałach stałych, zanim zebrano więcej informacji o ich reakcjach z gazami. Fakt, że reakcje w cieczech są bardziej złożone, jest ilustrowany rysunkiem 3, przedstawiającym obecny pogląd na różne losy pozy-



Rys. 3. Oddziaływanie pozytonów i pozytonium w cieczech. I_A — potencjał jonizacyjny substancji A , D_A — energia dysocjacji substancji A , D_p — energia dysocjacji związanego pozytonium (np. Ps-Cl), E , E_{th} — energia pozytonu i energia termiczna ($0,025 \text{ eV}$) I_N — pierwszy poziom jonizacji Ps ($0,20 \text{ eV}$)

tonów i pozytonium [19]. W ciekłym helu (zgodnie z sugestią Paulego) istnieje prawdopodobnie następująca reakcja z zanieczyszczającym go tlenem:



Z aktywnością związku PsO_2 jest podobnie jak z dobrze znaną aktywnością HO_2 . Są pewne przesłanki, aby sądzić o istnieniu związku pozytonu z helum [10.]

Badania z cieczeniami organicznymi (Berko [11], Hatcher [12], Hogg [13], Stump [14]) wskazują na różne możliwe sposoby tworzenia i oddziaływania pozytonium. Dla przykładu w tablicy III zestawiono wyniki badań Hachera

Tablica III
Tworzenie pozytonium

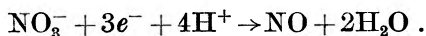
Związek	I (eV)	D (eV)	Szczelina Ore $D - (I - 6,8)$ (eV)	I_2 (%)
C_6H_5F	9,19	4,98	2,5	24 ± 2
C_6H_5Cl	9,07	3,72	1,4	14 ± 2
C_6H_5Br	8,98	3,07	0,9	6 ± 2
C_6H_5I	$< 8,73$	2,47	0,6	4 ± 2
C_3H_7Cl	10,7	3,4—3,5	0,4	16 ± 2
C_3H_7Br	10,29	2,9—3,0	—0,5	10 ± 2
C_3H_7I	9,41	2,3—2,5	—0,1	4 ± 2

i Hogga nad halogenkami benzenu i propanu. Tablica ta informuje o dwóch własnościach. Elektrododatniość atomów halogenkowych maleje w kolejności $F > Cl > Br > I$. Mówi o tym stosunek I_2 wyrażany w procentach, charakteryzujący przyczynę pochodzący od *o*-Ps do czasu życia pozytonu w cieczeniach. Sugeruje to, że pozyton chętniej zbliża się do atomu jodu i tworzy molekułę dając mniejszą wartość I_2 niż do atomu fluoru, gdzie pokonuje barierę kulombowską. Tablica wskazuje także na fakt, że model Ore (słuszny dla gazów) w przypadku cieczy nie jest pomocny. Zastosowanie tego modelu do bromopropanu i jodo-propanu nie daje wcale szczeliny Ore, co pozwoliłoby na wniosek, że nie można znaleźć pozytonium na drodze doświadczalnej.

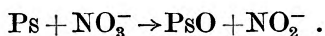
W chwili obecnej nagromadzono pokaźną liczbę niezwykle interesujących informacji o związkach organicznych. Przykładem może być ostatnia praca [15] sugerująca, że obecność rozpuszczonego tlenu w wielu cieczeniach organicznych wywiera zaburzający wpływ na czas życia pozytonium. Jasną jest rzeczą, że nastąpił czas powtórnego przebadania wcześniejszych wyników [16] i bardziej gruntownego spojrzenia na tę fascynującą dziedzinę wiedzy.

Intensywne badania nad roztworami wodnymi zapoczątkowali Green i Bell [17] oraz de Benedetti ze swoją grupą [18]. Wcześniejsze badania dotyczyły wygaszania konwersyjnego *o*-Ps metodą pomiaru czasów życia, w późniejszych zaś użyto metody analizy potrójnych koincydencji. Duża liczba substancji w roztworach wodnych, a w szczególności jony paramagnetyczne i oxy-aniony były przebadane ze względu na swoje oddziaływanie na układ pozytonów. Jony paramagnetyczne wyświecają *o*-Ps przez konwersję na *p*-Ps nie zawsze z jednakową częstością. Interesujące jest porównanie efektów wyświecania tego samego jonu w stanie trypletowym w ciekłym antracenie [20]. Pierwotnie myślano, że jony azotu wychwytyują pozytony (które nie zdążyły

utworzyć pozytonium) dając związek pozytonowy $e^+NO_3^-$. De Benedetti uznał za możliwe utlenienie pozytonium przez jego oddziaływanie z elektronem w takich procesach jak:



Obecnie przyjmuje się na podstawie danych doświadczalnych, że utlenianie pozytonium odbywa się na drodze podwójnego rozpadu. We wspomnianym przykładzie ma miejsce reakcja:



Analiza czasów życia pozytonów, zarówno w układach kwasów tlenowych (H_3PO_4 , H_2SO_4 , $HClO_4$, HNO_3), jak i w HF i H_2O_2 umożliwiła podanie argumentu potwierdzającego wartość energii wiązania różnych związków Ps [23]. Wartościami tymi są liczby podane w nawiasach: Ps-O (2,2 eV), Ps-OH (1,3 eV), Ps-I (2,5 eV), Ps-Cl (2,0 eV). Według teorii ostatnia wartość powinna wynosić 1,55 eV.

Tworzenie pozytonium i jego reakcje w ciałach stałych

Można spodziewać się, że czas termalizacji pozytonów w ciałach stałych jest bardzo krótki (dla złota wynosi około 10^{-10} sec). W związku z tym, badania nad oddziaływaniem pozytonów są bardzo trudne i dopiero niedawno postęp aparatury umożliwił w wystarczającym stopniu badanie tak krótkich czasów życia. Pomiary korelacji kątowych i innych cech promieniowania anihilacyjnego też dają dużo wartościowych wyników [21].

Badania z ciałami stałymi nie są zaawansowane w takim stopniu jak z cieczami i gazami. Dopiero ostatnio stwierdzono, że znaczny wpływ na tworzenie pozytonium w ciałach stałych mają znikome zanieczyszczenia i miejsca, w których została zaadsorbowana warstewka tlenu. Przez długi czas mniemano, że w metalach, gdzie elektrony poruszają się swobodnie w pasmie przewodnictwa, tworzenie pozytonium odbywa się w odmienny sposób. Jednakże dokładne pomiary czasów życia [22] wskazują na duże prawdopodobieństwo tworzenia pozytonium w swobodnym gazie elektronowym (a tym samym i w metalach). Badania nad oddziaływaniem pozytonium w metalach i kryształach jonowych nie są jeszcze w chwili obecnej pewne, chociaż ostatnie z nich prowadzone w kryształach soli zasadowych i tlenkach ziem alkalicznych dały pewne potwierdzenie na istnienie związanych stanów pozytonów.

Na zakończenie zwróćmy uwagę na jeszcze jedną metodę badań prowadzonych z ciałami stałymi. W kowalentnych (molekularnych) ciałach stałych, w chwili obecnej obraz jest o wiele jaśniejszy. Bezspornym faktem było tworzenie pozytonium, lecz trudno było zidentyfikować oddziaływanie powodujące jego wygaszenie. Badania nad tworzeniem pozytonium w ciałach stałych takich jak antracen, lód, cykloksenon i jego odmiany wskazują na fakt istnienia korelacji

między tworzeniem się pozytonium z jednej strony i stanem krystalizacji i gęstością z drugiej. Dla przykładu na rys. 2 przedstawiono czasy życia pozytonów w stałym polimerze (politetrafluoroetylen *PTFE* lub teflon) przed i po wygrzaniu. „Wyświecony“ *PTFE* jest w około 40% krystaliczny (reszta amorficzna), wygrzany zaś w około 70% krystaliczny. Jeśli przeanalizować

Tablica IV
Udział I_2 i I_3 w anihilacji pozytonów w *PTFE*

Wygrzewanie	Próbka *	I_2 (%)	I_3 (%)	I_2+I_3 (%)	I_2/I_2+I_3
Zwykły	a	11,4	17,5	28,9	0,40
	b	11,4	15,0	26,4	0,43
	c	11,4	15,9	27,4	0,42
Wyświecony	a	9,3	23,8	33,1	0,28
	b	9,3	21,2	30,5	0,31
	c	9,0	21,1	30,1	0,30
Wygrzany	a	15,0	6,9	21,9	0,68
	b	13,5	5,9	19,4	0,69
	c	15,4	11,2	26,6	0,58

* Różne próbki z tego samego polimeru.

te wyniki [23], okazuje się, że *o*-Ps posiada dwa czasy życia: krótszy związany z anihilacją *o*-Ps po zwiększonym („rezonansowym“) oddziaływaniu w obszarze krystalicznym polimeru, dłuższy zaś związany ze słabszym oddziaływaniem amorficznej części polimeru. W tablicy IV zawarte są przypuszczalne stosunki udziałów oddziaływania *o*-Ps z częścią krystaliczną do całości polimeru. Badania te były przeprowadzone dla przypadków, w których zmiany fizyczne i chemiczne były powodowane naświetlaniem neutronami i promieniowaniem γ . Wydaje się możliwe użycie pozytonium jako metody analizy polimerów i biopolimerów.

Tłumaczył Andrzej Bałanda

Positronium formation and Reactions

Translated from *Endeavour*, 25, 16 1966

Literatura

- [1] H. S. W. Massey, C. B. O. Mohr, *Proc. Phys. Soc.*, **67**, 695 (1954).
- [2] S. J. Tao, I. H. Green, G. J. Celitana, *Proc. Phys. Soc.*, **81**, 1091 (1963).
- [3] S. J. Tao, J. H. Green, *Proc. Phys. Soc.*, **85**, 463 (1965).

- [4] F. F. Heymann, *et al.*, *Proc. Phys. Soc.*, **78**, 1038 (1961).
- [5] G. J. Celitana, J. H. Green, *Proc. Phys. Soc.*, **83**, 823 (1964).
- [6] M. Deutsch, *Progr. Nuclear Phys.*, **3**, 131 (1953).
- [7] D. A. Paul, *Phys. Rev. Letters*, **11**, 493 (1963).
- [8] J. H. Green, S. J. Tao, *Chem. Phys.*, **39**, 3160 (1963).
- [9] D. A. L. Paul, *Canad. J. Phys.*, **37**, 1059 (1959).
- [10] L. O. Roellig, T. M. Kelly, wiadomość prywatna.
- [11] S. Berko, A. J. Zuchelli, *Proc. Phys. Soc.*, **102**, 724 (1956).
- [12] C. R. Hatcher, *J. Chem. Phys.*, **35**, 2266 (1961).
- [13] D. P. Kerr, B. G. Hogg, *Proc. Phys. Soc.*, **36**, 2109 (1962).
- [14] R. K. Wilson, *et al.*, *Phys. Rev.*, **129**, 2091 (1963).
- [15] G. J. Celitans, W. J. Lee, *J. Chem. Phys.*, **42**, 437 (1965).
- [16] J. Green, J. Lee, *Positronium Chemistry* — Academic Press, Nowy York 1964.
- [17] R. E. Green, R. E. Bell, *Canad. J. Phys.*, **35**, 398 (1957).
- [18] J. D. McGervey, S. Benedetti, *Phys. Rev.*, **114**, 495 (1959).
- [19] J. D. McGervey *et al.*, *Phys. Rev.*, **124**, 1113 (1961).
- [20] G. Porter, M. R. Wright, *Disc. Faraday Soc.*, **27**, 18 (1959).
- [21] A. T. Stewart, N. K. Pope, *Phys. Rev.*, **120**, 2033 (1960).
- [22] P. Colombino *et al.*, *Nuovo Cimento*, **27**, 589 (1963).
- [23] S. J. Tao, J. H. Green, *Proc. Phys. Soc.*, **85**, 463 (1965).

Dymitr S. Czernański

Instytut Fizyki Akademii Nauk ZSRR
Moskwa

Zagadnienia teorii procesów nieelastycznych przy wielkich energiach

1

Niniejszy artykuł przeglądowy poświęcony jest dwom zagadnieniom: teorii oddziaływań peryferyjnych oraz pewnym problemom modelu statystycznego wielorodnej produkcji. Jeśli chodzi o zagadnienie pierwsze, to główną uwagę zwrócimy na powstawanie *fire-balli*, które są jednymi z najciekawszych i najbardziej perspektywicznych zjawisk fizyki wielkich energii¹.

W ciągu ostatnich dwu lat zainteresowania teoretyków przesunęły się w dziedzinę symetrii, która — jak dotychczas — jest daleka od omawianych tu zagadnień.

Burzliwy rozwój teorii silnych oddziaływań, jaki nastąpił w ostatnich latach, pojawienie się metody zespolonych orbitalnych momentów pędu², zbadanie powiązań między procesami elastycznymi i nieelastycznymi — okazało się bardzo owocne. Osiągnięto sukcesy w opisie własności asymptotycznych nieelastycznych procesów peryferyjnych przebiegających z wymianą jednego pionu.

W rezultacie, jak się wydaje, można obecnie mówić o teorii oddziaływań peryferyjnych i wykładać ją w sposób dedukcyjny.

Z nowego punktu widzenia można ująć również klasyfikację procesów nieelastycznych. Dla każdego procesu nieelastycznego potrafimy obecnie podać odpowiadający mu proces elastyczny, wskazać odpowiednią osobliwość w płaszczyźnie l oraz sklasyfikować procesy nieelastyczne zgodnie z osobliwościami amplitudy elastycznej w płaszczyźnie l .

Jest to więc zupełnie nowa sytuacja w dziedzinie oddziaływań nieelastycznych. Chodzi o to, że nawet w ostatniej pracy przeglądowej, opublikowanej

¹ Powstawaniu *fire-balli* poświęcono obszerną literaturę, w szczególności prace przeglądowe [1], [2].

² W środowisku fizyków istnieje opinia, że metoda zespolonych momentów orbitalnych okazała się „niewypałem“. W rzeczywistości jednak niefortunne w swej istocie okazało się jedynie nieuzasadnione założenie, że istnieją tylko bieguny Reggego. Sama metoda stanowi natomiast niezwykle wygodny aparat do badania własności asymptotycznych zarówno rozpraszania elastycznego, jak i procesów nieelastycznych. Zastosowania tej metody okazały się bardzo płodne. Jej wyłożenie można znaleźć w wielu pracach, na przykład w [3].

stosunkowo niedawno [4], wywody teoretyczne przedstawiano w oparciu o rozmaite modele, nie zaś z jednego punktu widzenia³. Obecną publikację spróbowaliśmy zbudować inaczej.

W pierwszych rozdziałach wyłożone są podstawy teorii oraz wypływające z niej wnioski. Jest rzeczą oczywistą, że teoria ta nie jest w stanie dostarczyć pełnej informacji o wszystkich szczegółach procesu nieelastycznego. Co do niektórych charakterystyk procesu jesteśmy zmuszeni nadal czynić pewne założenia. Sądzymy, że istotne jest oddzielenie wyników, będących wnioskami z podstawowych założeń teorii, od wyników o charakterze modelowym.

W chwili obecnej szczegółowe porównanie wyników ilościowych teorii z doświadczeniem wydaje nam się przedwczesne: wiarogodne wyniki teoretyczne otrzymano jedynie w asymptotycznym obszarze energii. Zauważmy, że — jak się okaże dalej — nawet obszaru energii $E_L \simeq 10^{12} \div 10^{13}$ eV nie można jeszcze uważać za obszar asymptotyczny. Dotyczy to tym bardziej zakresu energii akceleratorowych, gdzie różne procesy trudno jest oddzielić od siebie i porównanie z teorią jest utrudnione. Z tego względu będziemy się tu ograniczać tylko do opisu jakościowego.

2

Wspomniana wyżej teoria jest w istocie swą teorią amplitudy rozpraszania elastycznego. Różnymi procesom elastycznym (proces Reggego, proces czysto dyfrakcyjny itp.) odpowiadają różne osobliwości amplitudy w płaszczyźnie l (biegun próżniowy, biegun „nieruchomy“, cięcie itp.). Informację o procesach nieelastycznych będziemy otrzymywać dzięki temu, że warunek unitarności zapewnia istnienie związku między procesami nieelastycznymi a amplitudą elastyczną. Przy wielkich energiach amplituda rozpraszania elastycznego do przodu jest czysto urojona⁴, a więc rozpraszanie jest wyłącznie „cieniowe“, to znaczy spowodowane przez procesy nieelastyczne. A wobec tego można zapytać, jakie procesy nieelastyczne spowodowały rozpraszanie elastyczne określonego typu.

Takie ujęcie problemu pozwala, z jednej strony sklasyfikować procesy nieelastyczne według osobliwości w płaszczyźnie l , a z drugiej strony, wyjaśnia sens fizyczny tych osobliwości. Wygodnym aparatem matematycznym przy tego rodzaju ujęciu może być równanie na amplitudę rozpraszania elastycznego, wynikające z teorii pola (równanie Bethego—Salpetera, patrz dalej).

Rozwiązania tego równania spełniają warunek unitarności w kanale t i mają prawidłowe własności analityczne zarówno w płaszczyźnie s , jak i w płaszczyźnie zespolonego orbitalnego momentu pędu l .

³ Prace o charakterze modelowym nadal są dyskutowane w literaturze. Zastrzegamy się od razu, że w obecnej publikacji nie będziemy omawiać ich szczegółowo, w związku z czym niniejszy przegląd nie może pretendować do pełnego uwzględnienia istniejącej literatury.

⁴ Mamy tu na myśli energie asymptotycznie wielkie.

Będziemy zakładać, że rozwiązania te istnieją i dają się otrzymać postępowaniem iteracyjnym. Założenie to, z jednej strony, jest konieczne i dostateczne, aby rozwiązania miały wspomniane wyżej własności analityczne w reprezentacji zespolonego orbitalnego momentu pędu (w płaszczyźnie l)⁵, z drugiej strony, iteracjom równania odpowiadają diagramy Feynmana dla procesów nieelastycznych z wymianą jednego pionu.

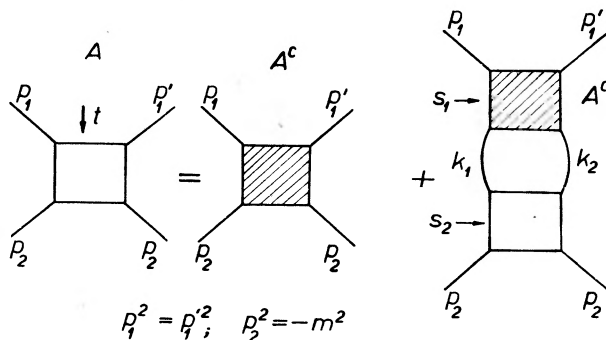
Warunek istnienia iteracji jest równoważny żądaniu, aby te diagramy Feynmana pozostawały w jakimkolwiek chociażby związku z rzeczywistością, to znaczy, aby teoria pola była stosowalna przynajmniej na wielkich odległościach (innymi słowy, dla niezbyt dużych przekazów pędu).

Istnienie rozwiązań iteracyjnych jest warunkiem istotnym, ponieważ już z niego wynika obszerna informacja o procesach niesprężystych, o istnieniu *fire-balls* oraz o ich własnościach (patrz dalej).

Dla uproszczenia rozpatrzmy tu przypadek oddziaływania cząstek bezspinowych⁶ (mezonów π). Równanie ma wówczas postać:

$$A(s, t, p^2) = A^c(s, t, p^2) - \frac{i}{(2\pi)^4} \int d^4k \frac{A^c(s_1, t, p^2, k^2) A(s_2, t, k^2)}{(k_1^2 + m^2)(k_2^2 + m^2)}. \quad (1)$$

Możemy zilustrować je diagramem Feynmana, z którego jasny jest również sens przyjętych oznaczeń.



Rys. 1. Ilustracja graficzna równania Bethego-Salpetera dla amplitudy elastycznej

Po raz pierwszy równanie to podali Bethe i Salpeter [5]; badano je następnie w wielu pracach (patrz na przykład [6]). Obecnie równaniem Bethego—Salpetera nazywa się często przypadek szczególny równania (1)

⁵ Będziemy korzystać z następujących oznaczeń: M — masa nukleonu, m — masa mezonu π , E_C — energia w układzie środka mas, E_L — energia cząstki pierwotnej w układzie laboratoryjnym, s i t — zwykle zmienne energetyczne Mandelstama (patrz [1, 2]); będziemy rozpatrywać obszar fizyczny kanału s , gdzie $s = E_C^2$, $t = -2p_C^2(1 - \cos \theta_C)$, p_C — pęd cząstki, a θ_C — kąt rozpraszania w układzie środka mas.

⁶ Przy wielkich energiach wystarczy rozpatrzeć ten przypadek, ponieważ własności pierwotnych cząstek oddziałujących nie wpływają na charakter wielorodnej produkcji podstawowej masy cząstek wtórnych. W zakresie energii średnich sytuacja nie jest tak prosta i należy uwzględnić własności cząstek pierwotnych.

z najprostszą częścią nieprzywiedlną A^c . Do badania procesów nieelastycznych równanie (1) wykorzystano w pracy [7], gdzie można znaleźć również bardziej szczegółowe wyłożenie omawianych dalej zagadnień.

Z równania (1) możemy otrzymać równanie na część urojoną $A_1(s, p^2)$ amplitudy rozpraszania do przodu w kanale t , w postaci

$$A_1(s, p^2) = A_1(s, p^2) + \frac{1}{4\pi^4} \int \frac{d^4k}{(k^2 + m^2)^2} A_1^c(s_1, p^2, k^2) A(s_2, k^2). \quad (2)$$

Chcąc przejść do metody zespolonych orbitalnych momentów pędu, należy przepisać równanie (2) dla fal parcjalnych f_l w kanale t ; ma ono wówczas postać

$$f_l(p^2) = f_l^c(p^2) + \frac{3}{(8\pi)^2} \int \frac{k^2 dk^2}{(k^2 + m^2)^2} \cdot f_l^c(p^2, k^2) \cdot f_l(k^2), \quad (3)$$

gdzie f_l jest związane z A_1 w zwykły sposób

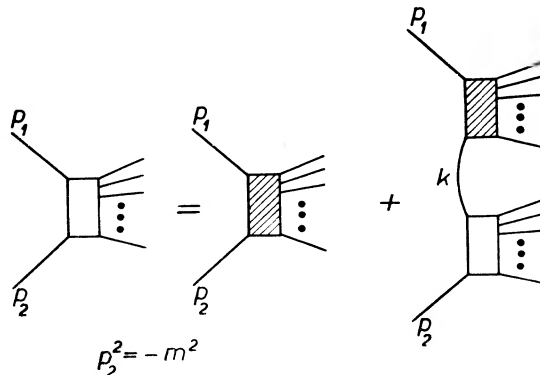
$$A_1 = -\frac{i}{4} \int (2l+1) f_l P_l(z) dl.$$

Tutaj z jest cosinusem kąta rozpraszania w kanale t . Wyraża się on przez zmienne niezmiennicze s, t, p^2 i k^2 następująco:

$$z = \frac{2ts + t(p^2 + k^2 - 2m^2) + t^2}{\sqrt{[t^2 + 2t(p^2 + k^2) + (p^2 - k^2)^2][t(t - 4m^2)]}}.$$

Przypomnijmy, że gdy $s \rightarrow \infty$, wówczas $z \rightarrow \infty$, dzięki czemu możemy korzystać z wzorów asymptotycznych dla $P_l(z)$.

Równaniom (2) i (3) odpowiadają diagramy procesów nieelastycznych przedstawione na rys. 2.



Rys. 2. Ilustracja graficzna równania (2) dla procesów nieelastycznych

Wielkości A^c (A_1^c i f_l^c) są to części nieprzywiedlne równania Bethego—Salpetera; na diagramach odpowiada im zakreskowany kwadracik. Z definicji części nieprzywiedlnej nie zawiera ona diagramów z wymianą dwóch mezonów dla procesu elastycznego (rys. 1) i diagramów z wymianą jednego mezonu dla

procesu nieelastycznego (rys. 2); oddziaływanie przekazuje się tu więcej niż jednym mezonem. W dalszym ciągu część nieprzywiedlną będziemy nazywać umownie oddziaływaniem „centralnym“. Na drugim diagramie rys. 2 występuje co najmniej jeden fragment, gdzie oddziaływanie jest przekazywane jednym mezonem, co odpowiada definicji oddziaływań peryferyjnych.

Równania (1) i (2) są zamknięte, gdy znana jest postać jądra, czyli wielkość A^c . Niestety, wyliczenie A^c z teorii pola nie jest w chwili obecnej możliwe, toteż zmuszeni jesteśmy robić określone założenia.

W dalszym ciągu powrócimy jeszcze do tej sprawy, starając się, by założeń tych było jak najmniej i dążąc do wprowadzania jak najmniejszej ilości parametrów.

Na razie przedyskutujemy wnioski, jakie można uzyskać, nie konkretyzując postaci jądra, a zakładając jedynie istnienie rozwiązań równań (1)—(3).

Jak pokazano w wielu pracach, amplituda rozpraszania elastycznego spełniająca równanie (3), spełnia również warunek unitarności. W związku z tym fala parcjalna w kanale l powinna mieć biegun Reggego w płaszczyźnie l ; przy $t = 0$ znajduje się on w punkcie $l = 1$. Istotne jest, że biegun ten występuje w wyrazie całkowym równania (3); wyraz f_l^c nie posiada takiego bieguna.

Aby zbadać rodzaj procesów dających przyczynę do bieguna Reggego, wygodniej jest zbadać równanie (3) przy $l = 1$. Wówczas równanie na funkcję $R_l = f_l \cdot (l-1)$ (gdzie R_l jest to residuum bieguna funkcji f_l) staje się jednorodny i ma postać

$$R_{l=1}(p^2) = \frac{3}{(8\pi)^2} \int \frac{k^2 dk^2}{(k^2 + m^2)^2} \cdot f_{l=1}^c(p^2, k^2) \cdot R_{l=1}(k^2). \quad (4)$$

Z równania tego będziemy korzystać dalej.

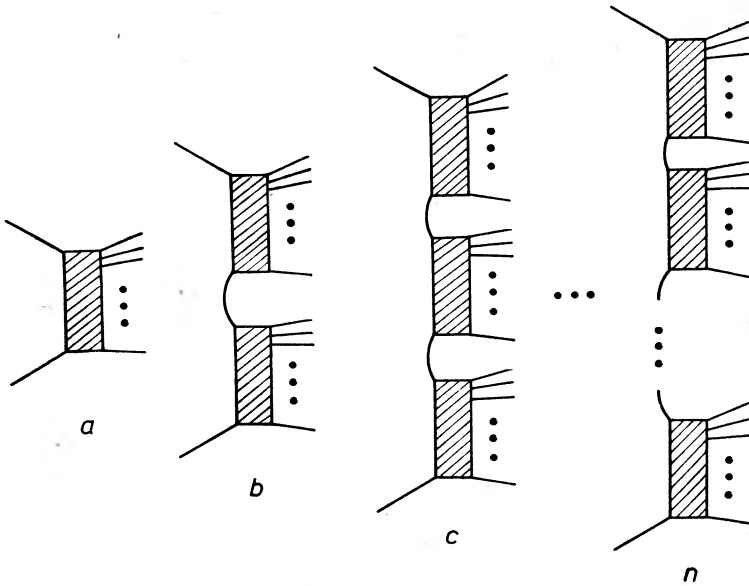
Podkreślmy również, że z równania tego nie wynika, że biegun Reggego jest jedyną dominującą osobliwością w płaszczyźnie l . Amplituda całkowita może posiadać również inne dominujące osobliwości, istotne jest przy tym, że powinny one już zawierać się w f_l^c , a ich rodzaj zależy od konkretnych własności A^c .

Zajmijmy się teraz procesami nieelastycznymi. Już z samego faktu istnienia rozwiązania iteracyjnego równania (2) oraz z obecności bieguna Reggego w płaszczyźnie l wynikają ważne wnioski.

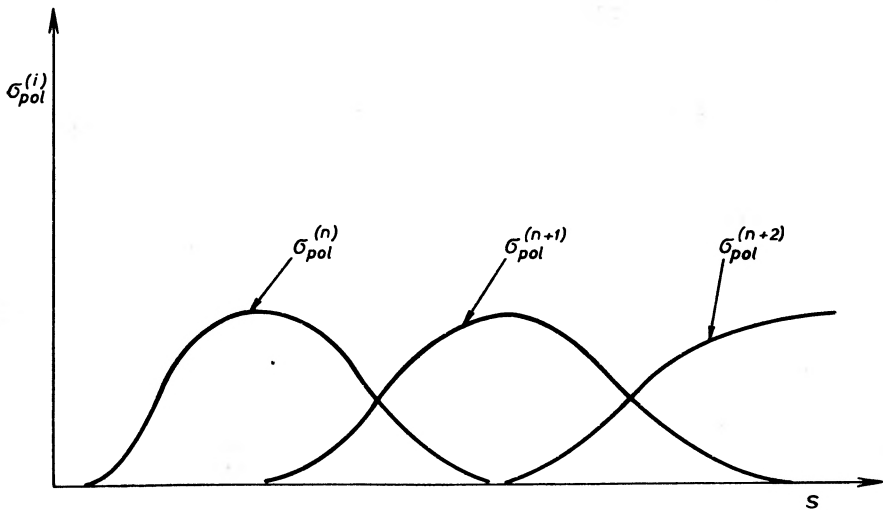
Na rys. 3 przedstawione są diagramy procesów nieelastycznych, odpowiadające kolejnym iteracjom. Iteracja n -tego rzędu zawiera n centrów emisji cząstek wtórnych.

Można zbadać specjalnie tę część przyczynków wnoszonych przez te diagramy do przekroju całkowitego, która powoduje powstanie ruchomego bieguna w płaszczyźnie l .

Podamy tu tylko wyniki (wyprowadzenie ich można znaleźć w pracy [7]). Oznaczmy te przyczynki przez $\sigma_{\text{pol}}^{(n)}$ (są to przekroje procesów nieelastycznych, w których powstaje n centrów emisji).



Rys. 3. Procesy nieelastyczne, odpowiadające kolejnym iteracjom



Rys. 4. Zależność przekrojów czynnych, odpowiadających poszczególnym iteracjom, od energii

Zależność $\sigma_{\text{pol}}^{(n)}$ od energii E_L (lub od s) przedstawiono na rys. 4. Ma ona postać:

$$\sigma_{\text{pol}}^{(n)} = \sigma_0 \frac{\left[(1 - l_1) \ln \frac{s}{s_0} \right]^{n-1}}{(n-1)!} \left(\frac{s}{s_0} \right)^{l_1-1}, \quad (5)$$

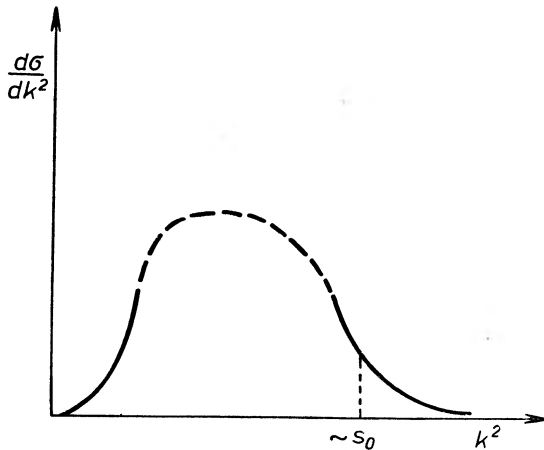
gdzie s_0 i l_1 są to parametry (s_0 ma wymiar energii do kwadratu, a l_1 jest bezwymiarowe: $-1 < l_1 < 1$).

Przekrój każdego konkretnego procesu osiąga maksimum przy $\ln \frac{s}{s_0} = \frac{n-1}{1-l_1}$, a następnie maleje. Stały przyczynik powstaje w wyniku dodania się przekrojów; w miarę wzrostu energii następuje zamiana, proces z mniejszą liczbą centrów emisji ustępuje miejsca procesowi o większym n .

Dla dużego n rozkład w zależności od kwadratu przekazu pędu nie zależy ani od energii, ani od liczby centrów emisji n i jest jednakowy we wszystkich przedziałach, mając postać

$$\frac{d\sigma_{\text{pol}}}{dk^2} = \mathfrak{N} \left(\frac{k^2}{k^2 + m^2} \right)^2 \frac{1}{\sqrt{k^2}} R(k^2), \quad (6)$$

gdzie $R(k^2)$ jest rozwiązaniem równania (4), a \mathfrak{N} — stałą unormowania. Istotne jest, że przy $k^2 \rightarrow \infty$ wielkość ta maleje dostatecznie szybko, tak że całka z niej jest zbieżna. Widać ponadto, że $\frac{d\sigma_{\text{pol}}}{dk^2} \rightarrow 0$ przy $k^2 \rightarrow 0$. Wzór powyższy można zilustrować krzywą na rys. 5. Na podstawie samych tylko rozważań ogólnych



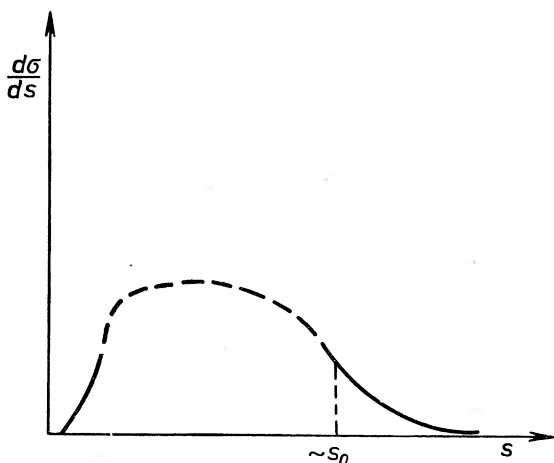
Rys. 5. Zależność przekroju czynnego od kwadratu przekazu pędu między *fire-ballami*

nie można przewidzieć kształtu tego rozkładu w części środkowej, ponieważ zależy on od konkretnych właściwości jądra A^c . Z tego względu środkowa część krzywej na rysunku zaznaczona jest linią przerywaną. Szerokość rozkładu wyznaczona jest wartością parametru s_0 .

Analogiczne wnioski można otrzymać w odniesieniu do rozkładu względem wielkości s_i (s_i jest to kwadrat masy i -tego centrum emisji). Rozkład ten jest następujący

$$\frac{d\sigma_{\text{pol}}}{ds_i} = \mathfrak{N} \int dk^2 \left(\frac{k^2}{k^2 + m^2} \right)^2 \frac{2}{\sqrt{k^2}} \frac{A_1^c(s_i, k^2) R(k^2)}{[(s_i + k^2 - m^2) + \sqrt{(s_i + k^2 - m^2)^2 + 4m^2 k^2}]}$$

Również i ten rozkład maleje wystarczająco szybko przy $s_i \rightarrow \infty$, by całka z niego mogła być zbieżna, oraz dąży do 0 przy $s_i \rightarrow 0$; ogólny jego przebieg podano na rys. 6.



Rys. 6. Zależność przekroju czynnego od kwadratu masy *fire-ballu* s_i

Środkową część krzywej zaznaczono linią przerywaną z takich samych jak wyżej powodów. Podobnie, szerokość rozkładu określona jest przez s_0 .

Możemy oszacować rząd wielkości typowych wartości parametru s_0 . Przyпускаjąc, że wielkość ta jest duża, to znaczy jest dużo większa od m^2 . Wynika to stąd, że w równaniu (4) występuje mały parametr liczbowy $\lambda = 3/(8\pi)^2$. Aby równanie całkowe miało rozwiązanie, mała wartość tego parametru musi być jakoś skompensowana. Nastąpi to tylko wówczas, gdy obszar całkowania dający istotny wkład do równania jest dostatecznie duży; obszar ten jest rzędu s_0 , skąd dostajemy oszacowanie $s_0 \gtrsim m^2/\lambda \sim 200 \text{ m}^2$.

Zauważmy w tym miejscu, że większość omówionych tu własności posiada również model Amatięgo, Fubinięgo, Stanghellinięgo i Tonina [8], jak również jej unowocześniony wariant podany w [4]⁷. Nie ma w tym nic dziwnego, ponieważ, jak łatwo zauważyć, modele te są przypadkami szczególnymi równania (1) przy określonym wyborze postaci jądra A^c .

Jeszcze raz podkreślmy, że wyniki powyższe nie wypływają z konkretnego modelu, nie zależą od konkretnej postaci wielkości A^c , lecz są wyłącznie następstwem istnienia równania całkowego i jego rozwiązań iteracyjnych⁸.

A więc w asymptotycznym obszarze energii⁹ następuje proces, w trakcie

⁷ Należy podkreślić, że w modelu Amatięgo i współpracowników [8] przeoczono fakt, że parametr s_0 powinien mieć dużą wartość. Zamiast tego przyjęto w nim dodatkowe i nie konsystentne z założeniami wyjściowymi założenie, że s_0 równa się kwadratowi masy mezonu ρ . W rezultacie model ten okazał się wewnętrznie sprzeczny. Rozbieżność między modelem [8] a doświadczeniem [9] wynika z tej samej przyczyny.

⁸ Występowanie przy $l = 1$ i $t = 0$ bieguny Reggego (niezwykle istotne w powyższej dyskusji) nie jest założeniem dodatkowym, lecz wynika z równania (1), z warunku unitarności oraz z asymptotycznej stałości przekroju.

⁹ Za obszar asymptotyczny należy tu uważać obszar, w którym liczba centrów emisji jest wystarczająco wielka: $n \gg 1$, czyli obszar energii, w którym $(1-l_1)\ln\frac{s}{s_0} \gg 1$.

którego piony wypromieniowują z centrów emisji o dostatecznie dużej masie. Rozkład tych mas nie zależy od energii i opisany jest przez krzywą posiadającą maksimum i dostatecznie szybko malejącą w miarę zwiększania masy.

Wszystkie te cechy są typowe dla powstawania *fire-balls*. Dzięki temu można powiedzieć, że *fire-balle* są konieczną konsekwencją teorii pola.

Czy omawiany proces jest jedynym procesem tego typu, czy też tylko dominuje przy wielkich energiach — zależy to od własności wielkości A_1^c . Jeżeli $A_1^c(s, p^2, k^2)/s$ jako funkcja s maleje przy $s \rightarrow \infty$, lub, co oznacza to samo, f_1^c nie posiada osobliwości w pobliżu $l = 1$, to biegun Reggego jest jedyną osobliwością dominującą funkcji f_l . Wówczas powstawanie *fire-balls* jest asymptotycznie jedynym procesem nieelastycznym. Jeżeli natomiast f_1^c posiada w pobliżu $l = 1$ osobliwości, to przy $s \rightarrow \infty$ oprócz powstawania *fire-balls* będą zachodziły również i inne procesy nieelastyczne.

Wypada w tym miejscu poczynić kilka dalszych uwag, wynikających z ogólnych rozważań.

W literaturze spotyka się często próby przeprowadzenia analogii pomiędzy *fire-ballem* a rezonansem o wielkiej masie. Analogia ta jest z omawianego punktu widzenia bardzo niekompletna. Różnica podstawowa polega na tym, że centra emisji nie mogą mieć określonego momentu pędu. Rzeczywiście, jeśli założymy, że oddziaływanie $\pi - \pi$ w wierzchołkach diagramu ma miejsce tylko w stanach o określonym momencie pędu, to tym samym ograniczymy silnie wielkość A_1^c oraz jąder równań (2) i (4).

Przypuśćmy, że mamy tylko fale S . Jak łatwo się przekonać, wartość całki w (4) będzie wówczas mała nawet przy największym możliwym przekroju parcjalnym i równanie nie będzie posiadało rozwiązań.

Jeszcze gorszą sytuację otrzymamy przy założeniu, że oddziaływanie zachodzi tylko przy określonej, lecz dużej wartości momentu pędu i przy odpowiednio dużej energii.

Chodzi o to, że maksymalna wartość przekroju parcjalnego jest odwrotnie proporcjonalna do kwadratu energii i wprost proporcjonalna do momentu pędu. Moment ten przy stałym promieniu oddziaływania rośnie z energią liniowo. Wobec tego w oddziaływaniu $\pi - \pi$ odpowiadającym *fire-ballowi* powinno uczestniczyć wiele momentów pędu, od $L = 0$ do $L = p_\pi \cdot r \simeq p_\pi/m \simeq s_0/m^2$ (tutaj p_π jest pędem zderzających się wirtualnych pionów w układzie środka masy *fire-ballu*, a r — parametr zderzenia: $r \sim m^{-1}$). Tego rodzaju obiekt ma więc niewiele wspólnego ze zwykłym rezonansem.

Warto zastanowić się również nad związkami tej teorii z rozpraszaniem elastycznym. Jak wiadomo, biegun Reggego, którego istnienie jest niezwykle istotne dla wielu poczynionych dotychczas wniosków, jest biegunem ruchomym,

Uwzględniając, że s_0 jest wielkie, oznacza to, praktycznie biorąc, że obszar stosowalności tego modelu odsuwa się asymptotycznie do zakresu energii, który nie był jeszcze przebadany doświadczalnie (patrz dalej).

W dalszym ciągu omówimy, w jaki sposób obraz ten modyfikuje się w zakresie energii, gdzie liczba tworzących się centrów emisji jest niewielka ($n \simeq 2 \div 3$).

którego położenie zależy od wartości t w amplitudzie elastycznej. Powoduje to zwięźenie maksimum dyfrakcyjnego w rozpraszaniu elastycznym oraz logarytmiczny wzrost kwadratu promienia oddziaływania. Mechanizm tego zjawiska jest następujący [4]: kwadrat promienia oddziaływania jest proporcjonalny do liczby odstępów pomiędzy centrami emisji. W miarę wzrostu energii rośnie liczba centrów emisji, co właśnie prowadzi do wzrostu promienia oddziaływania. Z tego punktu widzenia zwięźeniu maksimum dyfrakcyjnego w rozpraszaniu elastycznym $\pi-p$ (przy przejściu od energii 10 GeV do 20—30 GeV) powinno towarzyszyć włączenie nowego diagramu, czyli powstanie *fire-ballu*.

Bardziej szczegółowej informacji o własnościach centrów emisji (na przykład o rozkładzie kątowym pionów w układzie środka masy, o konkretnej postaci rozkładów k^2 itp.) nie da się otrzymać bez dodatkowych założeń o własnościach oddziaływania pionów oraz o kształcie A_1^c . Zagadnienia te omówimy w następnym rozdziale, gdzie zastanowimy się również nad możliwością procesów nieelastycznych innego typu.

Na zakończenie tego rozdziału wypadałoby odpowiedzieć na pytanie, co to jest właściwie *fire-ball*? Odpowiedzieć na to nie jest jednak łatwo, pomimo, iż *fire-balle* są przecież naturalną konsekwencją teorii. Łatwiej jest odpowiedzieć na pytanie, jakie przyczyny warunkują takie lub inne własności *fire-balli*.

Po pierwsze, *fire-balle* są wynikiem oddziaływania pomiędzy pionami wirtualnymi, czyli tego, że przy zderzeniach peryferyjnych oddziałują nie same cząstki, lecz ich powłoki pionowe.

Po drugie, powstawanie łańcuszka skupisk materii pionowej (o mniej więcej jednakowej masie) zamiast jednego układu wzbudzonego, jest wynikiem kwantowej natury pól pionowych oraz warunku unitarności w kanale skrzyżowanym.

I wreszcie, w przybliżeniu izotropowe wypromieniowanie pionów z *fire-balli* wynika ze statystycznej natury „centralnych“ oddziaływań między pionami (wniosek ten nie wynika z teorii pola, można go jednak wysnuć z istniejących modeli procesów „centralnych“).

3

A więc procesy peryferyjne typu *fire-ballowego* wyznaczają wkład do bieguna Reggego. Jeśli przy wielkiej energii nie występują inne procesy nieelastyczne, to funkcja f_l nie ma innych osobliwości w płaszczyźnie l przy $t = 0$ i $l = 1$. Taką właśnie sytuację spotykamy w modelu Amatiiego i wsp. [8] oraz w odmianie tego modelu z pracy [4]. Wątpliwe jest jednak, by sytuacja taka odpowiadała rzeczywistości.

Z jednej strony, jak pokazano w pracy [10]¹⁰, przy $l = 1$ f_l powinna oprócz bieguna Reggego posiadać szereg innych osobliwości. W pracy [11] otrzymano

¹⁰ Z wykorzystaniem wielocząstkowego warunku unitarności w kanale t oraz szeregu naturalnych raczej założeń.

analogiczny wniosek o istnieniu przy $l = 1$ osobliwości nieruchomej (której położenie nie zależy od t) — w oparciu o warunek unitarności w kanale s .

Z drugiej strony, istnieją fakty doświadczalne świadczące o tym, że przy wielkiej energii oprócz powstawania *fire-balli* zachodzą również inne procesy. Są to, po pierwsze, oddziaływania centralne opisywane albo modelem hydrodynamicznym, lub też modelem Van Hove'a [12], a po drugie, dyfrakcyjne procesy nieelastyczne [12]. Procesy te nie są bezpośrednio związane z *fire-ballami*, tym nie mniej, jak to zobaczymy dalej, mogą one wpływać na ich własności.

W rozdziale tym zajmiemy się związkiem, jaki istnieje między osobliwościami w płaszczyźnie l (innymi niż biegun Reggego) a rodzajem wspomnianych procesów nieelastycznych (innych niż powstawanie *fire-balli*).

1. Dyfrakcyjne procesy nieelastyczne były już niejednokrotnie przedmiotem dyskusji [13, 14].

Specjalnie dokładnie rozpatrzono przypadek szczególny, w którym, analogicznie jak w rozpraszaniu elastycznym, cząstki pierwotne wymieniają cząstkę Reggego, zostają przy tym wzbudzone i następnie rozpadają się.

W takim procesie rozkład cząstek wtórnych w układzie środka masy jest silnie anizotropowy. Kolimacja cząstek wtórnych jest większa, a ich liczba mniejsza, niż w procesie powstawania *fire-ballu*. Ta ostatnia własność wynika stąd, że większa część energii zostaje wydatkowana na energię kinetyczną cząstek wtórnych. Cosinus kąta rozpraszania w kanale skrzyżowanym, wynoszący w tym przypadku $z = 2k^2s/s_1s_2$, powinien być duży: $z \gg 1$.

Procesy tego typu mogą być związane ze stosunkowo niewielkimi jetami. W płaszczyźnie l procesom takim odpowiada punkt rozgałęzienia przy $l = 1$ ¹¹. Charakter punktu rozgałęzienia nie jest dokładnie znany i dlatego nieznaną jest zależność asymptotyczna przekroju takich procesów od energii. Oczywiście jest tylko, że jest to zależność słaba — przekrój może maleć w miarę wzrostu energii nie prędzej, niż jak pewna potęga logarytmu. Nieznana jest również wartość bezwzględna przekroju takich procesów.

Z punktu widzenia równania (1) osobliwość tego typu powinna zawierać się w funkcji f_l^c , ponieważ omawiane procesy przebiegają z wymianą więcej niż jednego pionu.

2. Szczególnie ciekawe jest zagadnienie procesów centralnych typu statystycznego oraz ich związku z własnościami amplitudy f_l^c w płaszczyźnie l .

W pracach poświęconych teorii statystycznej (lub hydrodynamicznej) zakłada się zazwyczaj, że asymptotycznie przekrój czynny tych procesów ma wartość stałą¹². Z punktu widzenia równań (1) i (2) procesy te dają przyczynek

¹¹ Mówiąc dokładniej, istnieje ciąg punktów rozgałęzienia zagęszczający się w kierunku wartości $l = 1$.

¹² Możliwe, i jest to chyba możliwość najbardziej prawdopodobna, że przy wielkiej energii przekrój czynny tych procesów jest mały i wynosi 10—20% przekroju całkowitego. Tutaj jednak nie jest to istotne, istotny jest sam fakt istnienia niemalejącego przyczynku do przekroju.

do wielkości A_1^c (i odpowiednio do f_i^c), ponieważ są one wynikiem wymiany wielomezonowej.

Ze stałości przekroju czynnego tych procesów wynika, że funkcja f_i^c powinna mieć biegun przy $l = 1$ ¹³, przynajmniej dla oddziaływań cząstek realnych (to znaczy takich, dla których $p^2 = k^2 = -m^2$).

Łatwo się jednak przekonać, że występowanie takiego bieguna przy $k^2, p^2 > 0$ przeczy równaniom (3) i (4) — równania te tracą wówczas sens. Trudność tę można ominąć, jeśli położenie bieguna albo rodzaj osobliwości zależy od stopnia wirtualności, czyli od wielkości k^2 i p^2 . Możliwe są następujące przypadki:

a) osobliwość ma postać [7]:

$$f_i^c \sim 1/(l - \nu(p^2, k^2)),$$

gdzie $\nu = 1$ przy $k^2 = p^2 = -m^2$; $\nu < 1$ przy $k^2, p^2 > 0$.

Wówczas przekrój procesów centralnych jest asymptotycznie stały w przypadku oddziaływania cząstek realnych, natomiast maleje jak pewna potęga energii dla oddziaływania cząstek wirtualnych.

b) osobliwość ma postać:

$$f_i^c \sim 1/(l-1)^{\nu(p^2, k^2)},$$

gdzie $\nu = 1$ przy $k^2 = p^2 = -m^2$; $\nu < 0$ przy $k^2, p^2 > 0$.

W tym przypadku przekrój oddziaływań centralnych dla cząstek wirtualnych maleje z energią logarytmicznie.

Należy zaznaczyć, że we wszystkich przypadkach funkcja f_i nabywa automatycznie — oprócz bieguna nieruchomego przy $l = 1$ — również i cięcie w płaszczyźnie l ¹⁴. Pojawienie się cięcia jest nieuniknioną konsekwencją istnienia równania (2) i (3) oraz bieguna w funkcji f_i^c ; cięcie to pojawia się w wyrazie całkowym równania (2) odpowiadającym procesom peryferyjnym [7].

W rezultacie dochodzimy do wniosku o istnieniu jeszcze jednego, poza tworzeniem *fire-balli*, typu oddziaływań peryferyjnych, związanego z cięciem. Chcąc wyjaśnić własności takich procesów, należy znów rozpatrzyć iteracje równania (2) oraz odpowiednie diagramy procesów peryferyjnych. Nie wdając się w szczegóły, przytoczymy tu jedynie wyniki. Przekrój czynny procesów peryferyjnych związanych z cięciami maleje z energią, jednakże bardzo powoli, praktycznie biorąc, jak potęga logarytmu. Cięcie daje istotny wkład jedynie do pierwszych iteracji, jego przyczynek do dalekich iteracji ($n \gg 1$) jest niewielki.

Oznacza to, że przyczynek pochodzący od cięcia może być zauważony tylko w procesach z niewielką liczbą centrów emisji (praktycznie biorąc $n = 2 \div 3$) i nie powinien odbijać się na procesach, w których powstaje dużo *fire-balli*. Dla diagramu z rysunku 3c mającego dwa centra emisji wpływ przyczynku

¹³ Nie jest to biegun Reggego, lecz tak zwany biegun nieruchomy. Zależność jego położenia od t na pewno jest inna niż u ruchomego bieguna Reggego, a przy wymianie bardzo dużej liczby mezonów jego położenie w ogóle nie zależy od t .

¹⁴ Konieczność istnienia cięcia, gdy f_i^c posiada biegun, wynika również z dwucząstkowego warunku unitarności w kanale t [15].

pochodzącego od cięcia sprowadza się do tego, że przekrój takiego procesu jest duży w szerszym zakresie energii, a maleje z energią wolniej niż w nieobecności cięcia. Typowe wartości mas skupisk materii pionowej są również nieco większe: rozkłady wyrażone w funkcji k^2 oraz s_i przesuwają się na prawo w porównaniu do oszacowań asymptotycznych.

Można stąd wywnioskować, że „masy” charakterystyczne *fire-balli* przy bardzo wielkiej energii — kiedy ich liczba jest duża — są mniejsze niż wtedy, gdy powstają tylko dwa *fire-balle*.

Podkreślmy, że są to wyniki jakościowe. Płóciowe oszacowanie wkładu pochodzącego od cięcia jest zależne od szczegółowego modelu i na przykład może być różne w przypadkach a) i b).

A zatem istnieje zakres energii, w którym powstaje jeden lub dwa *fire-balle* i którego nie możemy uważać za obszar asymptotyczny (ponieważ nie jest spełniony warunek $n \gg 1$), nie możemy go również zaliczyć do małych energii. Jest to obszar dość szeroki, co wynika z dużej wartości s_0 oraz z logarytmicznej zależności liczby *fire-balli* od energii. Obszar ten można by nazwać obszarem przedasymptotycznym. Jeśli weźmiemy dane doświadczalne dotyczące liczby *fire-balli* powstających w oddziaływaniach nukleonu z nukleonem [1, 2, 3], to zakres energii przedasymptotycznych (w którym $n = 1 \div 2$) sięga od $E_L = 10^{11}$ eV do $E_L = 10^{13}$ eV.

Zastanówmy się teraz nad tym, jak przebiega przekrój oddziaływania nieelastycznego w tym obszarze przedasymptotycznym¹⁵. Odpowiedzi na to pytanie dostarcza porównanie wartości asymptotycznej przekroju czynnego σ^{as} z σ^c , czyli z wartością przekroju w obszarze małych energii, przy $s < s_0$. Oszacowanie teoretyczne σ^{as} przy ustalonej wartości σ^c mogą dać równania (3) i (4). Zrobiono to w pracy [17] dla kilku przypadków. Okazało się, że w większości przypadków σ^{as} jest $2 \div 2,5$ razy większy niż σ^c . Tego rodzaju wzrost przekroju czynnego nie jest wnioskiem koniecznym z teorii¹⁶. Należy jednak podkreślić, że w ramach rozpatrywanej teorii przedasymptotyczny wzrost przekroju czynnego z energią nie jest czymś niezwykłym, a raczej naturalnym.

Na zakończenie tego rozdziału zwróćmy jeszcze raz uwagę na jego podstawowy wynik: dla zderzeń nukleonów z nukleonami obszar energii $E_L = 10^{11} \div 10^{13}$ eV jest obszarem przedasymptotycznym.

W obszarze tym mogą nakładać się na siebie rozmaite procesy nieelastyczne (odpowiadające różnym osobliwościom w płaszczyźnie l); w związku z tym powinna wystąpić zależność charakterystyk procesów nieelastycznych oraz wartości przekroju czynnego od energii.

¹⁵ Bódcem dla badań w tym kierunku stały się doświadczenia Grigorowa i współpracowników [16], w których otrzymano wskazówki na możliwy wzrost przekroju czynnego z energią w omawianym obszarze.

¹⁶ Szybkość wzrostu jest różna w różnych przypadkach i przypuszczalnie można dobrać model, w którym przekrój czynny w ogóle nie będzie rosnąć.

W rozdziale tym omówimy niektóre zagadnienia dotyczące statystycznego mechanizmu wielorodnej produkcji cząstek. Omówienie to nie da się poprowadzić w stylu dedukcyjnym, wobec czego mowa tu będzie o modelach. W ostatnim czasie ponownie wzrosło zainteresowanie procesami statystycznymi, a to dzięki wykorzystaniu ich dla objaśnienia rozpraszania cząstek pod dużymi kątami, dla oszacowania przekroju generacji kwarków oraz w kilku innych aktualnych zagadnieniach. Zastanowimy się tu nad następującymi sprawami:

1. jakie jest miejsce procesów statystycznych wśród innych procesów;
2. jakie momenty pędu dają przyczynek do stanu złożonego;
3. jaka jest rola momentów pędu oraz ich wpływ na rozkład kątowny, na zależność energetyczną itp;
4. tworzenie par ciężkich cząstek według teorii statystycznej.

1) Oddziaływania statystyczne stanowią drugi przypadek graniczny, będący przeciwieństwem peryferyjnej wymiany jednopionowej; jest to mianowicie sytuacja, w której liczba wymienianych pionów jest bardzo duża. Wypada zadać pytanie, czy te przypadki graniczne odgrywiają rzeczywiście rolę istotną i czy nie giną one w masie sytuacji pośrednich, które nie dadzą się opisać ani jedną metodą, ani drugą.

Wyróżniona rola wymiany jednopionowej może być uzasadniona tym, że odbywa się ona na wielkich odległościach i jej wkład powinien być duży, chociażby z czysto geometrycznych rozważań.

Tego rodzaju argument nie ma zastosowania do procesu statystycznego; na pierwszy rzut oka wydawałoby się, że większą rolę powinny odgrywać procesy wymiany dwóch i trzech pionów.

Można jednak znaleźć dowody przemawiające za tym, że procesy o charakterze pośrednim są silnie stłumione, a powyższe przypadki graniczne realizują się z dużym prawdopodobieństwem. Głównym argumentem przemawiającym za tą hipotezą jest oddziaływanie cząstek wtórnych w stanie końcowym.

Jak łatwo się przekonać, podczas wymiany jednopionowej prawdopodobieństwo oddziaływania między poszczególnymi centrami emisji jest małe, a to z powodu ich dużej względnej prędkości.

W przypadku wymiany dwu mezonów prędkości względne różnych części układu są już niewielkie (praktycznie biorąc, ruch jest nierelatywistyczny)¹⁷.

Wobec tego prawdopodobieństwo oddziaływania w stanie końcowym staje się duże, i odwrotnie, prawdopodobieństwo tego, że oddziaływanie w stanie końcowym nie nastąpi, jest małe.

A zatem, im większa jest liczba wymienianych mezonów, tym większe jest prawdopodobieństwo zachodzenia oddziaływań w stanie końcowym i w rezul-

¹⁷ Nie mamy tu na myśli przypadku szczególnego wymiany dwumezonowej, jakim jest generacja dyfrakcyjna. W przypadku tym czteropędy wymienianych mezonów są skorelowane w ten sposób, że czteropęd całkowity jest mały, odległości są duże, a więc proces posiada wszystkie cechy procesu peryferyjnego.

tacie dalszego zwiększenia liczby mezonów. Powstaje sytuacja typu procesu lawinowego: wystarczy, żeby nastąpiła wymiana kilku mezonów, a liczba ich wzrasta i proces nabiera cech statystycznych.

W świetle powyższych rozważań podział wszystkich procesów na dwie odrębne klasy: na procesy centralne (statystyczne) i na procesy peryferyjne staje się bardziej naturalny.

2) Następne ważne zagadnienie polega na tym, jakie momenty pędu będzie posiadać układ złożony powstający w wyniku zderzenia centralnego. Dla ustalenia uwagi rozważmy zderzenie nukleonów.

Jak to już dawno zauważono, stan złożony nie może powstać w oddziaływaniach z dużymi parametrami zderzenia ($r \sim 1/m$), a więc z dużymi momentami pędu ($L \sim pr$) [18].

W związku z tym moment pędu układu złożonego L_{comp} powinien być dużo mniejszy od $L_{\text{max}} = p/m = \frac{M}{m} \gamma_c$; $L_{\text{comp}} \ll L_{\text{max}}$ (gdzie p jest to pęd zderzających się nukleonów w układzie środka masy, a γ_c — ich czynnik lorentzowski w tymże układzie).

Z oszacowania tego nie widać jednak, jaka jest zależność L_{comp} od energii. W sprawie tej wysuwano rozmaite hipotezy, o których należy powiedzieć nieco dokładniej.

a) Moment pędu w obrazie klasycznym.

Do opisanego zderzeń centralnych stosuje się zazwyczaj obraz klasyczny: zderzające się cząstki uważa się za pewne ciała o rozmiarach poprzecznych r ; ich rozmiary podłużne w układzie środka masy ulegają lorentzowskiemu skróceniu w stosunku $\gamma_c = E_c/2M$. Czas oddziaływania w tym układzie jest mały, rzędu $\tau = 1/m\gamma_c$. W tym czasie sygnał zdąży przebyć w kierunku poprzecznym odległość $\Delta x \sim \tau = 1/m\gamma_c$. W obrazie tym układ złożony może powstać jedynie w wyniku oddziaływania bezpośrednio nakładających się obszarów, pozostałe części „ciał” nie zdążą wziąć udziału w oddziaływaniu.

Moment pędu układu złożonego zależy od rozkładu gęstości zderzających się obiektów, mierzonego w kierunku poprzecznym. Jeśli gęstości są stałe (jak na przykład w przypadku obiektów prostokątnych), to średni moment pędu znika¹⁸. To samo dotyczy zderzenia ściśle centralnego ($r = 0$), dla którego właśnie opracowana była przez Landaua teoria hydrodynamiczna produkcji wielorodnej.

Warto tu podkreślić, że jest to oszacowanie średniej wartości momentu pędu L_{comp} , i podobnie jak w każdej dyskusji klasycznej, nie wiemy nic o nieokreśloności kwantowej momentu pędu. Pominięcie tego faktu może prowadzić do nieporozumień. Na przykład z podobnego typu rozważań wysnuwano wniosek [19], że do oddziaływań centralnych daje przyczynek wyłącznie fala S .

¹⁸ Jeśli uwzględnimy w tym procesie drogę Δx przebytą przez sygnał w kierunku poprzecznym oraz fluktuację, to można przyjąć, że moment pędu będzie rzędu $L_{\text{comp}} \simeq \Delta x \cdot p \simeq M/m$. Wielkość ta jest jednak ograniczona i nie może rosnąć z energią. W oddziaływaniu nukleonu z nukleonem wynosi ona $M/m \simeq 7$, w oddziaływaniach πp i $\pi \pi$ jest rzędu jedności.

Na tej podstawie sugerowano, że przekrój czynny oddziaływań centralnych maleje z energią jak $\sigma^c \sim 1/E_c^2$, a rozkład kątowy cząstek wtórnych jest izotropowy.

Pozostaje to w sprzeczności z hydrodynamiczną teorią Landaua, w której rozkład kątowy nie jest izotropowy, a przekrój czynny jest stały. Sprawa polega chyba na tym, że aby cały wkład mógł pochodzić tylko od fali S , musiałaby zniknąć nie tylko średnia wartość momentu pędu, lecz również jego kwantowa nieokreśloność. Co się tyczy tej ostatniej, sprawę jej znikania należałoby rozważyć osobno.

b) Analogią quasi-klasyczną powyższego obrazu jest zderzenie paczek falowych lub nakrywających się części takich paczek.

W tym przypadku nieokreśloność pędu poprzecznego powstającego układu jest rzędu

$$\Delta p_{\perp} \simeq 1/r_c; \quad r_c \simeq \sqrt{\sigma^c} < m^{-1}$$

(σ^c jest to przekrój oddziaływania centralnego). Odpowiednia nieokreśloność kąta¹⁹ wynosi:

$$\Delta\theta = \frac{\Delta p_{\perp}}{p_{\parallel}} \simeq \frac{1}{r_c M \gamma_c}.$$

Kąt ten jest wielkością komplementarną (kanonicznie sprzężoną) do całkowitego momentu pędu układu złożonego. Wobec tego można oszacować nieokreśloność momentu pędu:

$$\Delta L \simeq \frac{1}{\Delta\theta} \simeq \gamma_c r_c M.$$

Wielkość ta rośnie z energią, jednakże zawsze jest mniejsza od momentu pędu charakterystycznego dla oddziaływań peryferyjnych.

3) A więc w oddziaływaniach „centralnych“ może uczestniczyć stosunkowo wielka liczba fal parcjalnych. Jak się okazuje, wniosek ten jest istotny z wielu względów. Pokażemy to na dwu przykładach.

Ostatnio statystyczna teoria produkcji wielorodnej znalazła raczej nieoczekiwane i bardzo ładne zastosowanie przy wytłumaczeniu rozpraszania protonów pod dużymi kątami [16]. Specyfika tego rozpraszania polega na tym, że przekrój różniczkowy na rozpraszanie elastyczne protonów pod dużymi kątami w układzie środka masy wykazuje silną zależność od energii (przy wzroście energii od $E_L = 10$ GeV do $E_L = 35$ GeV przekrój maleje 10^4 razy); tymczasem zależność kątowa jest bardzo słaba (w przedziale od 60° do 90° przekrój zmienia się najwyżej 1,5—2-krotnie). Szereg autorów (Hagedorn [19], Cocconi [20], Białas i Weisskopf [21]) proponuje objaśniać takie rozpraszanie jako dwuprotonowy kanał rozpadu układu złożonego powstającego w wyniku oddziały-

¹⁹ Mowa tu o kącie zderzenia cząstek. Nieokreśloność pędu powoduje niejednoznaczność w określeniu układu środka masy. Istnieje cały zbiór układów odniesienia, z których każdy z równym powodzeniem może być obrany za układ środka masy. Układy te różnią się kierunkiem linii, wzdłuż której zachodzi zderzenie. Interesującą nas tutaj wielkością jest właśnie kąt, w granicach którego zmieniają się linie zderzenia.

wania „centralnego“. Z punktu widzenia teorii statystycznej zjawisko to jest rzadką fluktuacją.

Objętość fazowa kanału dwucząstkowego jest bardzo mała i zmniejsza się wykładniczo w miarę wzrostu średniej liczby powstających cząstek, a więc i energii.

W przypadku rozpadu na dwie cząstki rozkład kątowy jest taki sam, jak przy rozpadzie na wiele cząstek, to znaczy jest zbliżony, przy rozpatrywanych energiach, do rozkładu izotropowego.

A zatem omawiany proces posiada podstawowe cechy obserwowane w doświadczeniu. Jak wynika z oszacowań [19, 20, 21], zgodność ilościowa jest również zupełnie zadowalająca.

Jednakże dwucząstkowy kanał rozpadu układu złożonego nie jest procesem jedynym; obok niego powinno występować również rozpraszanie czysto dyfrakcyjne (cieniowe), pochodzące od procesów statystycznych, centralnych. Ponadto można pokazać, że każda amplituda parcjalna rozpraszania dyfrakcyjnego jest znacznie większa, niż odpowiednia amplituda dwucząstkowego rozpadu układu złożonego.

Na podstawie tego faktu wysunięto przypuszczenie [22], że omawiany proces w ogóle nie powinien się ujawnić. Łatwo jest przekonać się, że twierdzenie to byłoby słuszne jedynie w przypadku, gdyby układ złożony mógł mieć tylko jedną określoną wartość momentu pędu (na przykład, gdyby występował tylko w fali S). Kiedy w rozpraszaniu udział bierze kilka fal, istotną rolę zaczyna odgrywać ich interferencja, która przy rozpraszaniu pod wielkimi kątami tłumi amplitudę dyfrakcyjną, pozostawiając tylko amplitudę dwucząstkowego rozpadu układu złożonego (szczegółową dyskusję tego zjawiska można znaleźć w [23]).

Pomimo występowania wielu momentów pędu, przekrój całkowity słabo zależy od kąta: $d\sigma \sim (\sin \theta_c)^{-1} d\Omega$.

W wielocząstkowym rozpadzie układu złożonego rozkład kątowy cząstek wtórnych ma podobny charakter. We współrzędnych $\lambda = \text{Intg} \frac{\theta_c}{2}$ ten rozkład kątowy może być z dobrym przybliżeniem opisany krzywą Gaussa o szerokości połówkowej $\bar{\sigma} = 0,43$, czyli jest zbliżony do rozkładu izotropowego, dla którego $\bar{\sigma} = 0,4$.

Widzimy zatem, że obecność wielu momentów pędu nie przeszkadza układowi złożonemu rozpadać się niemal izotropowo.

Innym przykładem rozpadu układu złożonego, który może posiadać wiele różnych wartości momentu pędu, jest wypromieniowanie pionów z *fire-ballu*.

Jak już powiedzieliśmy, *fire-ball* może posiadać momenty pędu od $L = 0$ do $L = 15 \div 20$. Natomiast rozkład kątowy powstających pionów w układzie środka masy *fire-ballu* jest quasi-izotropowy. Jedno nie przeczy drugiemu w założeniu, że rozpad *fire-ballu* przebiega jako proces statystyczny.

4) Ostatnim zagadnieniem, jakim zajmiemy się w tym rozdziale, jest względna liczba cząstek ciężkich (o masie $M_q \gg m$, gdzie m jest masą pionu)

wśród produktów rozpadu układu złożonego. Jak to już pokazano dosyć dawno, udział tych cząstek jest niewielki [24]. Z punktu widzenia termodynamicznego tłumaczy się to tym, że w końcowej fazie układu złożonego jego temperatura jest niska ($T_k \simeq m$), wobec czego wyrzucenie ciężkiej cząstki stanowi rzadką fluktuację, której prawdopodobieństwo zawiera mały czynnik $\exp(-M_q/T_k)$. Prawdopodobieństwo utworzenia pary takich cząstek (o ile produkcja pojedyncza jest wzbroniona) proporcjonalne jest do kwadratu tego czynnika [25], a więc jest jeszcze mniejsze²⁰.

Ostatnio problem ten stał się aktualny ze względu na poszukiwania kwarków. Jak wiadomo, nie udało się ich dotychczas znaleźć, wobec czego wypowiedziano opinie, że muszą one być bardzo ciężkie (o masie rzędu $8 \div 10$ GeV). Zakładano przy tym, bez specjalnego uzasadnienia, że przekrój czynny na produkcję kwarków jest rzędu 1 milibarna. W pracy [25] wyliczono przekrój czynny na produkcję kwarków (oraz par innych ciężkich cząstek) z uwzględnieniem czynników wykładniczych²¹. Okazało się, że posiadane już w chwili obecnej dane doświadczalne o produkcji antyprotonów (\bar{p}), antydeuteronów (\bar{d}) i antyhiperonów wykazują zadowalającą zgodność z wnioskami teoretycznymi i dają wartość $T_k \simeq 0,93$ m. Jeśli chodzi o kwarki, to już dla $M_q = 2,5$ GeV przekrój na ich produkcję jest bardzo mały — rzędu ($10^{-35} \div 10^{-36}$) cm^2 — i wobec tego posiadane informacje doświadczalne nie są sprzeczne z hipotezą istnienia kwarków o takiej masie (ale też oczywiście i nie potwierdzają tej hipotezy).

Wymienione przykłady świadczą o tym, jak owocne jest zastosowanie teorii statystycznej w najróżniejszych dziedzinach fizyki silnych oddziaływań. Z drugiej strony, należy podkreślić, że procesy statystyczne odznaczają się szeregiem szczególnych własności. Najważniejsze z nich polegają na tym, że w teorii statystycznej i teorii hydrodynamicznej w sposób jawny występuje dysypacja energii, a więc i nieodwracalność procesu w czasie. Nieodwracalność ta jest nieuniknioną cechą takich procesów, ponieważ w tych teoriach liczba cząstek generowanych jest proporcjonalna do przyrostu entropii układu. Łączy się z tym również brak interferencji między różnymi falami parcjalnymi, co, jak widzieliśmy, jest również bardzo istotne dla procesów statystycznych.

Zdaniem autora, wszystkie te ciekawe własności zasługują na równie

²⁰ Analogiczną, lecz mniej wyraźną sytuację spotykamy w statystycznej teorii wielorodnej produkcji, która przy wielkich energiach przechodzi w teorię termodynamiczną. Należy tam uwzględnić oddziaływanie cząstek w stanie końcowym, co jest równoważne zwiększeniu objętości układu złożonego.

²¹ Zagadnieniu produkcji kwarków w procesach statystycznych poświęcona jest również praca [26]. Założenia wyjściowe prac [25] i [26] (wykonanych w tym samym czasie niezależnie od siebie) są jednakowe, podczas gdy wyniki — to znaczy obliczone wartości przekrojów czynnych — różnią się o kilka rzędów wielkości. Wynika to, po pierwsze stąd, że w pracy [26] prawdopodobieństwo produkcji pary obliczano z pierwszą potęgą czynnika boltzmannowskiego, a nie z jego kwadratem, jak w pracy [25]. Po drugie, w [26] wielkość T_k wyprowadzono z raczej dowolnych założeń, natomiast w [25] wyliczono ją przez porównanie z doświadczeniem produkcji \bar{p} i \bar{d} .

szczegółowe zbadanie, co własności amplitudy rozpraszania elastycznego. W chwili obecnej badania te zostały dopiero zapoczątkowane, można jednak mieć nadzieję, że w najbliższym czasie procesy statystyczne staną się jednym z najbardziej aktualnych i modnych tematów.

Na zakończenie pragnę podziękować E. L. Feinbergowi, K. Zalewskiemu, J. Babeckiemu, I. M. Driominowi oraz I. I. Rojzenowi za zainteresowanie pracą oraz cenne dyskusje i rady.

Tłumaczył Walerian Majewski

Some remarks on high energy inelastic processes

Abstract: The article deals with the theory of peripheral interactions and some problems connected with statistical model of multiple production. Fireball production — one of the most interesting phenomena of high energy physics — is widely discussed.

Literatura

- [1] M. Mięśowicz, *Postępy Fizyki*, **15**, 141 (1964).
- [2] G. Cocconi, *Phys. Rev.*, **111**, 1699 (1958); K. Niu, *Nuovo Cimento*, **10**, 994 (1958).
- [3] A. Deloff, *Postępy Fizyki*, **14**, 531 (1963).
- [4] E. L. Feinberg, D. S. Czernawski, *Usp. Fiz. Nauk*, **82**, 3 (1964).
- [5] E. E. Salpeter, H. A. Bethe, *Phys. Rev.*, **84**, 1232 (1951).
- [6] G. Domokos, P. Suranyi, preprint *ZIBJ*, E — 1400 (1964); *Dokl. Akad. Nauk*, **154**, 317 (1964); W. G. Waks, A. N. Łarkin, *Ž. Eksper. Teor. Fiz.*, **45**, 800 (1963).
- [7] I. M. Driomin, I. I. Rojzen, R. B. White, D. S. Czernawski, *Ž. Eksper. Teor. Fiz.*, **48**, 952 (1965).
- [8] D. Amati, A. Stanghellini, S. Fubini, *Nuovo Cimento*, **26**, 896 (1962).
- [9] Z. Koba, A. Krzywicki, preprint *IBJ* 363/VII, 369/VII (1962).
- [10] W. N. Gribow, I. Ja. Pomieranczuk, K. A. Ter-Martirosjan, *Jadernaja Fizika*, **2**, 361 (1965).
- [11] I. I. Rojzen, *Jadernaja Fizika*, w druku.
- [12] L. Van Hove, *Rev. Mod. Phys.*, **36**, 655 (1964).
- [13] E. L. Feinberg, I. Ya. Pomieranczuk, *Nuovo Cimento Suppl.* **3**, 652 (1956).
- [14] K. A. Ter-Martirosjan, *Ž. Eksper. Teor. Fiz.*, **44**, 341 (1963); preprint *ITEP*, No 417 (1966).
- [15] W. N. Gribow, *Ž. Eksper. Teor. Fiz.*, **41**, 1962 (1961).
- [16] N. L. Grigorow, referat na konferencji dotyczącej promieniowania kosmicznego, Moskwa 1965.
- [17] W. N. Akimow, D. S. Czerniawski, I. M. Driomin, I. I. Rojzen, preprint *FIAN*, (1966).
- [18] E. L. Feinberg, D. S. Czernawski, *Dokl. Akad. Nauk*, **91**, 511 (1953).
- [19] R. Hagedorn, *Nuovo Cimento*, **35**, 216 (1965); G. Fast, R. Hagedorn, *Nuovo Cimento*, **27**, 208 (1963).

- [20] G. Cocconi i wsp., *Phys. Rev. Letters*, **11**, 499 (1963); **12**, 132 (1964); *Phys. Rev.*, **138**, B165 (1965).
- [21] A. Białas, V. F. Weisskopf, *Nuovo Cimento*, **35**, 1211 (1965).
- [22] C. H. Woo, *Phys. Rev.*, **137**, B449 (1965).
- [23] I. N. Sisakjan, D. S. Czernawski, *Jadernaja Fizika*, **4**, 653 (1966).
- [24] S. Z. Bielenki, L. D. Landau, *Usp. Fiz. Nauk*, **56**, 309 (1955).
- [25] B. M. Maksimienko, I. N. Sisakjan, E. L. Feinberg, D. S. Czernawski, *Ż. Eksper. Teor. Fiz., Pisma*, **3**, 340 (1966).
- [26] G. Domokos, T. Fulton, *Phys. Rev. Letters*, **20**, 546 (1966).

Krzysztof Rybicki

Instytut Badań Jądrowych
Zakład VI, Kraków

Koherentna produkcja cząstek w oddziaływaniach wysokiej energii

1. Wstęp

Koherentna produkcja stanowi pewien szczególny przypadek oddziaływania cząstek elementarnych z jądrami przy bardzo wysokich energiach — tak wysokich, że długości fal de Broglie cząstek są znacznie mniejsze od rozmiarów jądra. Przy tych energiach cząstki są w pełni relatywistyczne, zaś energia wiązania jądra jest znikoma w porównaniu z energią cząstki padającej. Mimo to możliwy jest proces produkcji, w którym cząstka padająca oddziałuje efektywnie nie z jednym lub kilkoma nukleonami, a z całym jądrem. Dzieje się to wtedy gdy pęd q przekazany jądru jest tak mały, że odpowiadający mu efektywny rozmiar oddziaływania L_{eff} jest większy od rozmiarów jądra R_A :

$$\frac{1}{q} = L_{\text{eff}} \geq R_A, \quad (\hbar = c = 1). \quad (1.1)$$

Związek (1.1) musi zachodzić zarówno dla podłużnej, jak i poprzecznej składowej przekazanego pędu. W takim wypadku wewnętrzna struktura jądra nie gra istotnej roli i jądro oddziałuje jako całość. Charakterystyczną cechą takiej reakcji jest bardzo mała energia T przekazana jądru.

$$T = \frac{q^2}{2M_A} < \frac{12\text{MeV}}{A} \quad (1.2)$$

gdzie M_A jest masą jądra.

Nawet dla tak lekkiego jądra jak węgiel energia ta wynosi tylko około 1 MeV. Nie wystarcza to do wzbudzenia pierwszego stanu wzbudzonego (4,43 MeV) a tak mała energia odrzutu jest nieobserwowalna w używanych detektorach.

Dla jeszcze mniejszych pędów przekazanych jądru obszar oddziaływania staje się większy od średniej odległości pomiędzy jądrami absorbenta i kilka, a nawet wiele jąder oddziałuje koherentnie. W takim procesie mogą jednak tylko powstawać fotony lub zachodzić przejścia pomiędzy cząstkami o znikomej różnicy masy (z uwagi na bardzo mały przekaz pędu).

Procesy koherentne mogą zachodzić bądź to przez oddziaływania kulombowskie (opisywane wymianą fotonu), bądź też przez oddziaływania silne, a w tym wypadku opis jest zasadniczo podobny do dyfrakcyjnego rozproszenia elastycznego (opisywanego wymianą bieguną próżniowego). Stąd często można spotkać się z nazwą „produkcja dyfrakcyjna“ lub „dysocjacja dyfrakcyjna“. Nazwa „dysocjacja“ odnosząca się zresztą do obu oddziaływań pochodzi od pewnego opisu, w którym cząstka swobodna ulega na pewien czas „dysocjacji“ na więcej cząstek, oczywiście wirtualnych. Jeśli taka „zdysocjowana“ cząstka natrafi na jakieś pole, to wystarczy mały przekaz pędu, aby cząstki wirtualne ucyznić rzeczywistymi.

Przykłady reakcji koherentnych można sklasyfikować następująco:

Tablica I

	Typ oddziaływania	Elektromagnetyczne	Silne
Koherencja obejmuje	wiele jąder	promieniowanie hamowania	regeneracja K_1^0
	nukleony w jądrze	dysocjacja kulombowska	dysocjacja dyfrakcyjna

Przykłady te będą omówione w dalszej części tego artykułu z tym, że promieniowanie hamowania i regenerację mezonów K_1^0 omówimy dość pobieżnie, a szczególnie zajmiemy się dysocjacją.

2. Ogólny opis różnych typów procesów koherentnych

2.1 Promieniowanie hamowania

Był to pierwszy proces koherentny opisany teoretycznie (prace [1]—[6]).

Jeśli elektron o energii E wypromieniuje foton o pędzie k , to pęd przekazany jądro ma składową poprzeczną $q_{\perp} \sim m_e$ i składową podłużną

$$q_{\parallel} = \sqrt{E^2 - m_e^2} - \sqrt{(E-k)^2 - m_e^2} - k \doteq \frac{m_e^2 k}{2E(E-k)}, \quad (2.1.1)$$

a więc efektywny obszar oddziaływania:

$$L_{\text{eff}}^{\parallel} = \frac{1}{q_{\parallel}} = \frac{2E(E-k)}{m_e^2 k}. \quad (2.1.2)$$

Jeśli średni odstęp pomiędzy jądrami wynosi a , to promieniowanie hamowania będzie zachodzić na $N_{\text{eff}} = L_{\text{eff}}^{\parallel}/a$ jądrach i przekrój czynny będzie proporcjonalny do N_{eff}^2 . Ze wzrostem jednak energii elektronu emisja fotonów niskiej energii zacznie być tłumiona przez rozproszenie kulombowskie. Ten efekt był rozważany przez Landaua i Pomieranczuka [2] i Migdała [7]. Jeśli w czasie

przelotu przez drogę $L_{\text{eff}}^{\parallel}$ elektron dozna rozproszenia o kąt przekraczający $\sim m_e/E$, to koherencja się psuje i przekrój czynny maleje.

Efekt ten stwierdzono doświadczalnie najpierw w Krakowie [8], [9], a następnie w Moskwie [10]—[13] i Bristolu [14] przy badaniu kaskad elektromagnetycznych wysokiej energii (około 10^{12} eV). Zaobserwowano mianowicie znacznie mniej niskoenergetycznych par elektronowych pochodzących z fotonów hamowania niż to przewidywała teoria kaskad Bethego—Heitlera.

2.2. Regeneracja mezonów K^0

Jak wiadomo, znane są cztery rodzaje neutralnych mezonów K^0 . Mezony K^0 i \bar{K}^0 mające określoną dziwność (+1 i -1) są stanami własnymi przy produkcji i oddziaływaniu, a więc w silnych procesach. K^0 tworzy się łatwiej (w parach z \bar{K}^0 lub hiperonami Λ^0 lub Σ^0 o ujemnej dziwności), a \bar{K}^0 trudniej (tylko w parach z K^0). Natomiast \bar{K}^0 oddziałuje łatwiej np. przez reakcję



która jest niemożliwa dla K^0 znowu z uwagi na jego dodatnią dziwność. K^0 o niezbyt wysokiej energii może się tylko rozproszyć elastycznie, co najwyżej z przeładowaniem.

Rozpad mezonów K^0 zachodzi poprzez słabe oddziaływanie i stanami własnymi tego procesu są mezony K_1^0 i K_2^0

$$K_1^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 + \bar{K}^0), \quad \tau_1 = 0,9 \times 10^{-10} \text{ sek}, \quad (2.2.2)$$

$$K_2^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 - \bar{K}^0), \quad \tau_2 = 6,3 \times 10^{-8} \text{ sek}. \quad (2.2.3)$$

Na skutek znacznej różnicy czasów życia po pewnym czasie zostaje tylko K_2^0 . Jeżeli jednak wiązka K_2^0 przechodzi przez materię, to wchodzące w jej skład K^0 i \bar{K}^0 są w różny sposób absorbowane (\bar{K}^0 silniej). Na skutek tego zmienia się proporcja pomiędzy K^0 i \bar{K}^0 , co jest równoważne regeneracji K_1^0 . Ponieważ różnica mas

$$\Delta m = m_{K_1^0} - m_{K_2^0} \quad (2.2.4)$$

jest znikoma, więc i przekaz pędu przy przejściu $K_2^0 \rightarrow K_1^0$ jest bardzo mały i koherencja obejmuje wiele jąder. Analiza tego procesu jest właśnie używana do wyznaczenia Δm (prace [15], [16], [17]). W ostatniej z tych prac otrzymano wynik

$$|\Delta m| = (0,82 \pm 0,14) \frac{\hbar}{\tau_1 c^2}$$

zgodny z wynikami poprzednich prac. Szczegółowy opis tej metody wyznaczania Δm znajduje się na przykład w artykule Fishera [20].

2.3. Dyfrakcyjna dysocjacja

Teoretyczny opis dyfrakcyjnej dysocjacji pochodzący od Gooda i Walkera [19] stanowi pewne uogólnienie opisu dyfrakcyjnego rozproszenia elastycznego. Przypomnijmy, że wiązkę padających cząstek przedstawiamy jako falę płaską. Następnie wykorzystując fakt, że wielomiany Legendre'a tworzą układ zupełny, rozwijamy falę płaską następująco:

$$e^{ikz} = \sum_i a_i P_l(\cos \vartheta). \quad (2.3.1)$$

Każdy z członów sumy odpowiada cząstkom o danym kręcie. Każda taka fala cząstkowa rozprasza się niezależnie i ogólnie biorąc inaczej od innych (inne przesunięcie fazowe). Dlatego też zbierając wszystkie fale rozproszone otrzymamy nie tylko falę płaską (osłabioną), lecz także i falę rozproszoną:

$$e^{ikz} + f(\vartheta) \frac{e^{ikr}}{r}. \quad (2.3.2)$$

Znajomość $f(\vartheta)$ — amplitudy rozproszenia pozwala na obliczenie różniczkowego przekroju czynnego, całkowitego przekroju czynnego na rozproszenie elastyczne, na procesy nieelastyczne itd. Otrzymujemy charakterystyczne dla tego procesu silne wypikowanie rozkładu kąтового w obszarze małych kątów.

Good i Walker rozciągnęli opis dyfrakcyjny na dyfrakcyjną produkcję. Szkic tego opisu wygląda w dużym skrócie następująco: weźmy układ $|D_j\rangle$ utworzony przez te kombinacje cząstek o masach M_j^* , które mają liczby kwantowe nukleonu (w tym wypadku rozważamy dyfrakcyjną dysocjację nukleonu, ale poniższe rozważania możemy przeprowadzić dla dowolnej cząstki).

$$|D_j\rangle = |N\rangle, |N\pi\rangle, |N2\pi\rangle \dots |AK\rangle \dots \text{itd.} \quad (2.3.3)$$

Jeśli rozważamy procesy wysokoenergetyczne, tzn. $p_0 \gg M_j^*$, to możemy zaniedbać różnice pomiędzy M_j^* i uważać, że funkcje (2.3.3) tworzą układ zupełny.

Fala padająca

$$|I\rangle = |N\rangle \quad (2.3.4)$$

składa się z samych nukleonów; to znaczy

$$\langle I|N\rangle = 1 \quad (2.3.5)$$

$$\langle I|D_j \neq N\rangle = 0, \quad (2.3.6)$$

czyli amplitudy odpowiadające pojawieniu się stanu D_j innego niż nukleon są zerowe.

Funkcje D_j opisują cząstki w próżni — nie są funkcjami własnymi hamiltonianu oddziaływania z materią jądrową. Wprowadźmy więc układ takich funkcji $|C_i\rangle$. Ponieważ układ ten jest zupełny, więc można rozwinąć falę nukleonową na funkcje

$$|I\rangle = \sum_i C_{Ni} |C_i\rangle. \quad (2.3.7)$$

Jest to odpowiednik wzoru (2.3.1). Każda z fal cząstkowych będzie w różny sposób osłabiona po przejściu przez materię jądrową tak, że końcowa funkcja falowa

$$|T\rangle = \sum_i \eta_i c_{N_i} |c_i\rangle, \quad (2.3.8)$$

gdzie η_i jest właśnie modyfikacją i -tej funkcji falowej $|c_i\rangle$. Fala rozproszona $|s\rangle = |I\rangle - |T\rangle$ rozchodzi się według rozkładu kąтового charakterystycznego dla dyfrakcyjnego rozproszenia (przestrzenna część funkcji falowej, której tu nie wypisujemy, zachowuje się jak przy rozproszeniu elastycznym). Nie jest to już jednak czysta fala nukleonowa

$$|s\rangle = \sum_i c_{N_i} (1 - \eta_i) |c_i\rangle \neq |N\rangle. \quad (2.3.9)$$

Obecnie wzory analogiczne do wzorów (2.3.5) i (2.3.6) będą następujące

$$\langle s|N\rangle \neq 1, \quad (2.3.10)$$

$$\langle s|D_j \neq N\rangle \neq 0. \quad (2.3.11)$$

Wyrażenie (2.3.8) można przekształcić następująco:

$$|s\rangle = (1 - \eta_N) |N\rangle + \sum_i (\eta_N - \eta_i) c_{N_i} |c_i\rangle. \quad (2.3.12)$$

Jest to odpowiednik wzoru (2.3.2). Pierwszy człon opisuje rozproszony nukleon, a drugi — stany zdysocjowane. Jeśliby jednak wszystkie η_i były sobie równe, to fala rozproszona byłaby dalej czysto nukleonowa. Tak będzie przy $\eta_i = 0$ (brak absorpcji) lub $\eta_i = 1$ (kompletna absorpcja). A więc dyfrakcyjna dysocjacja powinna być najsilniejsza dla jąder półprzeźroczystych (tzn. takich, dla których η_i wyraźnie różni się zarówno od 0, jak i od 1).

Zbierzmy teraz własności układów produkowanych w tym procesie:

1. Rozkład kątowy wypikowany pod małymi kątami. Wektor pędu wypadkowego wyprodukowanych cząstek ma rozkład kątowy taki jak w dyfrakcyjnym rozproszeniu elastycznym.

2. Te same liczby kwantowe (spin, parzystość, parzystość G itd.) co cząstka pierwotna. Nie ma tu wymiany liczb kwantowych między jądrem a cząstką pierwotną — proces ten można, podobnie jak dyfrakcyjne rozproszenie elastyczne, opisać wymianą bieguna próżniowego (cząstki o liczbach kwantowych próżni, a więc zerowy spin, dodatnia parzystość zwykła oraz parzystość G itd.). Nie może też być zmiany ΔL krętu orbitalnego, bo warunek koherencji $q_{\parallel} R < 1$ jest równoważny $\Delta L < 1$, jako że $\Delta L = q_{\parallel} R$, gdzie R jest promieniem jądra.

3. Dyfrakcyjna dysocjacja powinna zachodzić najsilniej na jądrach półprzeźroczystych. Nie muszą to być jednak lekkie jądra, bo ciężkie jądra stają się półprzeźroczyste przy dużych parametrach zderzenia.

2.4. Dysocjacja kulombowska

Przy dostatecznie wysokiej energii stan wirtualnie zdysocjowany może się stać realny dzięki małemu przekazowi pędu z kulombowskiego pola jądra. Stany wytwarzane w tym procesie mają następujące własności:

1. Rozkład kątowy jest silnie wypikowany do przodu, zależy jednak od stanu końcowego.

2. Liczby kwantowe, ogólnie biorąc, są inne niż dla cząstki pierwotnej, ponieważ:

- a) wymieniana w tym procesie cząstka — foton ma liczby kwantowe inne niż próżnia (spin i parzystość 1⁻),
- b) może być zmiana krętu orbitalnego, ponieważ najbardziej prawdopodobny parametr zderzenia dla przekazanego pędu q w polu kulombowskim jest $r = 1/q$, a więc $\Delta L = |\vec{q} \times \vec{r}| = 1$. Wynika to z faktu, że pole kulombowskie ma znacznie większy zasięg od pola jądrowego.

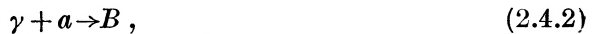
3. Przekrój czynny na kulombowską dysocjację jest proporcjonalny do Z^2 , gdzie Z jest ładunkiem jądra.

Ogólnie biorąc przekrój czynny na dysocjację kulombowską jest znacznie mniejszy niż na dyfrakcyjną. Sytuacja ta zmienia się jednak przy ciężkich jądrach i przy bardzo małych (np. mniejszych od $(10 \div 15)$ MeV/c) pędach przekazanych jądru, tzn. przy bardzo dużych parametrach zderzenia.

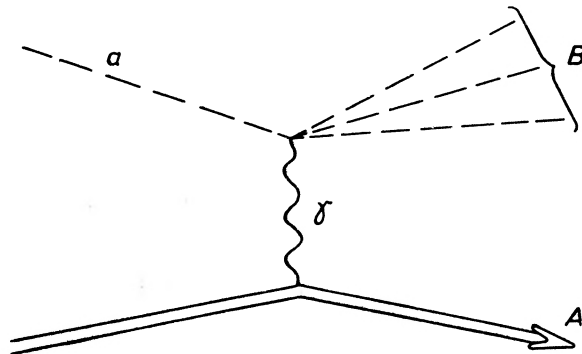
Badanie dysocjacji kulombowskiej daje pewną interesującą możliwość. Pomieranczuk i Szmuszkiewicz [20] zauważyli, że w procesie kulombowskim



przedstawionym na rys. 1 górny wierzchołek przedstawia fotoprodukcję



o ile tylko przekaz pędu jest bardzo mały. Przekrój czynny na dysocjację (2.4.2) zawiera w takim wypadku przekrój czynny na reakcję (2.4.1). Badanie więc dysocjacji kulombowskiej mogłoby dać informacje o przekroju czynnym na



Rys. 1. Diagram przedstawiający dysocjację kulombowską

fotoprodukcję. Byłoby to szczególnie interesujące dla padających mezonów π lub K , na których nie można normalnie badać fotoprodukcji z uwagi na ich niestabilność.

2.5. Kinematyka procesów dysocjacji

Wprowadzimy teraz dwa związki często stosowane przy analizie produkcji koherentnej. Wynikają one z zasad zachowania energii i pędu oraz warunku koherencji. Wszystkie rachunki przeprowadzamy w układzie laboratoryjnym.

Oznaczmy przez E_0 , p_0 i m_0 energię, pęd i masę cząstki pierwotnej. Odpowiednie wielkości dla i -tej cząstki wtórnej emitowanej pod kątem ϑ_i oznaczmy przez E_i , p_i , m_i . Napiszmy zasady zachowania energii i pędu:

$$E_0 = \sum_i E_i + T, \quad (2.5.1)$$

$$q_{\parallel} = p_0 - \sum_i p_i \cos \vartheta_i. \quad (2.5.2)$$

Ze związków tych wynika

$$q_{\parallel} - T = \sum_i (E_i - p_i \cos \vartheta_i) - (E_0 - p_0). \quad (2.5.3)$$

Jeśli $E_0 \gg m_0$, to

$$q_{\parallel} - T = \sum_i (E_i - p_i \cos \vartheta_i) - \frac{m_0^2}{2p_0}. \quad (2.5.4)$$

Można łatwo pokazać, że funkcja $E_i - p_i \cos \vartheta_i$ ma dla $p_i = m_i \operatorname{ctg} \vartheta_i$ minimum równe $m_i \sin \vartheta_i$.

Czyli

$$E_i - p_i \cos \vartheta_i \geq m_i \sin \vartheta_i. \quad (2.5.5)$$

Wstawiając to do wyrażenia (2.5.4) otrzymamy:

$$q_{\parallel} - T \geq \sum_i m_i \sin \vartheta_i - \frac{m_0^2}{2p_0}. \quad (2.5.6)$$

Ponieważ T jest zawsze dodatnie, więc

$$q_{\parallel} \geq \sum_i m_i \sin \vartheta_i - \frac{m_0^2}{2p_0}, \quad (2.5.7)$$

q_{\parallel} musi spełniać warunek koherencji

$$q_{\parallel} \leq \frac{1}{R_A} \doteq m_{\pi} A^{-1/3}. \quad (2.5.8)$$

Zaniedbując $\frac{m_0^2}{2p_0}$ jako mały człon (np. dla mezonów π o energii 16 GeV $\frac{m_0^2}{2p_0} = 4 \times 10^{-3} m_{\pi}$) otrzymamy z (2.5.7) i (2.5.8):

$$\sum_i m_i \sin \vartheta_i \leq m_{\pi} A^{-1/3}. \quad (2.5.9)$$

Dla dysocjacji na same mezony $\pi: m_i = m_\pi$ i

$$\sum \sin \vartheta_i \leq A^{-1/3}. \quad (2.5.10)$$

Odpowiedni związek dla reakcji $p \rightarrow p + 2\pi$ będzie następujący:

$$\sum_{\pi^\pm} \sin \vartheta_i + \frac{m_p}{m_\pi} \left(\sin \vartheta_p - \frac{m_p}{2p_0} \right) \leq A^{-1/3}, \quad (2.5.11)$$

gdzie m_p i ϑ_p są odpowiednio masą i kątem emisji protonu.

Wzór (2.5.10) wyprowadzony przez grupę bristolską [21] był stosowany w większości prac doświadczalnych dotyczących produkcji koherentnej, ponieważ podaje on warunek konieczny, jaki muszą spełniać kąty cząstek wyprodukowanych w tym procesie. Jest to szczególnie ważne dla prac wykonanych techniką emulsji, gdzie pomiary pędów są trudne, natomiast pomiary kątów — bardzo dokładne.

Oznaczmy teraz

$$E^* = \sum_i E_i, \quad (2.5.12)$$

$$\vec{p}^* = \sum_i \vec{p}_i, \quad (2.5.13)$$

Wtedy efektywna masa M^* wyprodukowanego układu będzie:

$$M^{*2} = E^{*2} - p^{*2} = (E_0 - T)^2 - [(p_0 - q_{||})^2 + q_{\perp}^2], \quad (2.5.14)$$

czyli

$$M^{*2} = m_0^2 - 2E_0 T + T^2 + 2p_0 q_{||} - q^2. \quad (2.5.15)$$

Ogólnie biorąc energia T przekazana jądro może podzielić się na energię wzbudzenia T_{wzb} i na energię kinetyczną

$$T = T_{wzb} + \frac{q^2}{2M_A}, \quad (2.5.16)$$

gdzie M_A jest masą jądra. Wstawiając (2.5.16) do (2.5.15) otrzymamy:

$$M^{*2} - m_0^2 = 2p_0 q_{||} - q^2 \left(1 + \frac{E_0}{M_A} \right) + T_{wzb}^2 - 2E_0 T_{wzb}, \quad (2.5.17)$$

czyli w przybliżeniu

$$q_{||} - T_{wzb} = \frac{M^{*2} - m_0^2}{2p_0} + \left(\frac{1}{M_A} + \frac{1}{p_0} \right) \frac{q_{\perp}^2}{2}. \quad (2.5.18)$$

Ze związku tego wynika, że:

a) zależność $q_{||}$ od q_{\perp} jest bardzo słaba (bo przy q_{\perp} jest bardzo mały współczynnik),

b) ze znajomości q_{\perp} , M^* , M_A (oraz oczywiście p_0 i m_0) można obliczyć $q_{||} - T_{wzb}$,

c) jeśli jądro nie jest wzbudzone, to $q_{||}$ zależy przede wszystkim od M^* .

Tym ostatnim wnioskiem zajmujemy się szerzej, ponieważ na ogół zachodzi właśnie taki przypadek. Nie znaczy to, że jądro nie może być wzbudzone; analiza jednak takiego oddziaływania jest znacznie bardziej skomplikowana i omówienie jej wykraczałoby poza ramy niniejszego artykułu.

A więc jeśli w związku (2.5.18) położymy $T_{wzb} = 0$ i opuścimy drugi człon to:

$$q_{||} = \frac{M^{*2} - m_0^2}{2p_0}. \quad (2.5.19)$$

Teraz wniosek c) jest oczywisty. Ponieważ $q_{||}$ musi spełniać warunek koherencji (1.1), więc M^* ma górną granicę

$$M_{\max}^* = \sqrt{m_0^2 + 2p_0 m_\pi A^{-1/3}}. \quad (2.5.20)$$

Na przykład dla mezonów π o pędzie 16 GeV/c $M_{\max}^* = 1,4$ GeV, o ile oddziaływanie zachodzi z jądrem węgla, a $M_{\max}^* = 1.0$ GeV przy oddziaływaniu z jądrem srebra.

3. Prace doświadczalne dotyczące koherentnej produkcji w obszarze energii akceleratorowych (3 ÷ 30 GeV)

Począwszy od 1961 roku wykonano kilkadziesiąt prac doświadczalnych dotyczących produkcji koherentnej. Omówimy pokrótce metodykę doświadczeń, a później opiszemy najważniejsze wyniki tych prac.

3.1. Opis prac doświadczalnych

Jako cząstek pierwotnych używano głównie mezonów π z akceleratorów. Szczególnie dużo prac wykonano przy pomocy mezonów π o pędzie (14 ÷ 18) GeV/c; inne prace wykonano przy znacznie niższych pędach: (3.7 ÷ 7.5) GeV/c. Detektorem była emulsja jądrowa lub komora pęcherzykowa z ciężką cieczą. Na przykład wiele prac wykonano w CERN-ie z komorą Ecole Polytechnique o wymiarach (1 × 0,5 × 0,5) m³ napełnioną C₂F₅Cl lub mieszaniną propanu C₃H₈ i freonu CF₃Br. Komora ma nad emulsją przewagę w obserwacji neutralnych mezonów π^0 dzięki dużemu prawdopodobieństwu tworzenia par elektronowych przez fotony z rozpadów π^0 . W komorze wybiera się przypadki odpowiadające reakcji:

$$\pi^\pm + (\text{neutralny target}) \rightarrow \pi^\pm + \pi^+ + \pi^- + n\pi^0 + (\text{neutralny odrzut}) \quad (3.1.1)$$

$$\text{lub} \quad \rightarrow \pi^\pm + n\pi^0 + (\text{neutralny odrzut}). \quad (3.1.2)$$

Dla porównania często bierze się przypadki produkcji tej samej liczby mezonów w oddziaływaniu z protonem.

W emulsji przeprowadza się skaning po torach mezonów π i wybiera się gwiazdy z $N_h = 0$ (tzn. bez śladów pochodzących z rozbitcia jądra targetu) i małą krotnością cząstek wyprodukowanych. Dla porównania często bierze się

przypadki o tej samej krotności z $N_h > 0$, które na pewno nie są przypadkami produkcji koherentnej. Emulsja ma nad komorą przewagę w widzialności krótkich śladów produktów rozbicia jądra lub jego odrzutu.

Następnie zarówno w komorze, jak i w emulsji mierzy się kąty emisji oraz w miarę możliwości pędy cząstek wyprodukowanych.

3.2. Kryteria wyboru

O dwóch z kryteriów wyboru już wspomnieliśmy. Są to mianowicie:

- a) $N_h = 0$ lub brak powolnego protonu. Są to tzw. „czyste“ przypadki,
- b) niska krotność tzn. $2 \leq N_\pi \leq 5$ (N_π jest liczbą wyprodukowanych mezonów), przy czym szczególnie często bada się przypadki z $N_\pi = 3$, które, jak się dalej okaże, są szczególnie uprzywilejowane. Dalsze kryteria to:
 - c) brak śladu elektronowego stowarzyszonego z gwiazdą,
 - d) $\sum_i \sin \theta_i < A^{-1/3}$; jest to warunek konieczny na małość q_\perp .

Powyższe cztery warunki nie wymagają pomiaru pędu i dlatego można je stosować właściwie zawsze. Jak się okazuje, tak wybrana próbka jest już silnie wzbogacona w przypadki produkcji koherentnej, tzn. stanowią one z grubsza połowę takiej próbki.

Jeśli możemy zmierzyć wszystkie pędy, to stosujemy dalsze kryteria:

$$e) \quad \sum_i E_i = E_0 \quad (3.2.1)$$

czyli, że nie ma niezauważonej cząstki neutralnej, która powodowałaby „deficyt energii“,

f) mały przekaz pędu poprzecznego q_\perp . Wielkość tę wyznaczamy dodając wektorowo pędy poprzeczne cząstek wyprodukowanych

$$q_\perp = \left| \sum_i \vec{p}_{\perp i} \right|. \quad (3.2.2)$$

Czasem używa się równoważnego warunku małości kąta rozproszenia α^* gdzie

$$\operatorname{tg} \alpha^* = \frac{q_\perp}{\sum_i p_{i\parallel}},$$

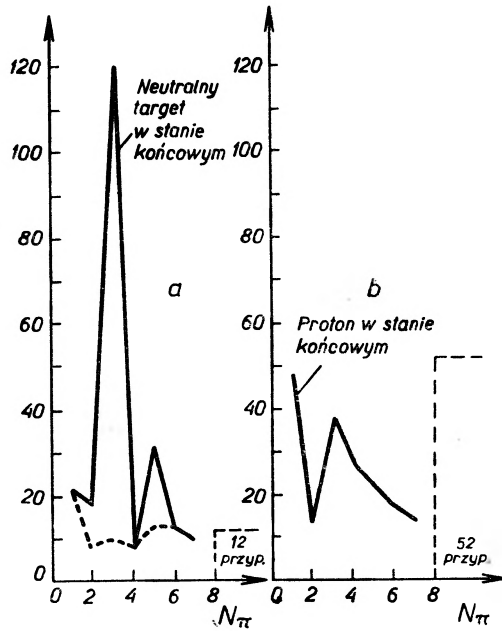
g) małe q_\parallel (2.5.8) lub $q_\parallel - T_{\text{wzb}}$ (2.5.18). Równoważny warunek dla masy efektywnej będzie

$$M^* \leq M_{\max}^*, \quad (3.2.3)$$

gdzie M_{\max}^* jest dane wzorem (2.5.20).

3.3. Rozkład krotności

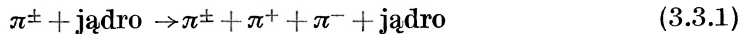
Jeżeli teraz dla tak wybranych przypadków zrobimy rozkład krotności wyprodukowanych mezonów π , to okaże się, że rozkład ten jest silnie wypikowany przy krotności $N_\pi = 3$. Możemy to zobaczyć na przykład na rys. 2 wziętym z pracy Husona i Frettera [22]. Identyczny rezultat otrzymali także Allard *et al.* [23]. Wyróżnienie krotności $N^\pi = 3$ i mała liczba przypadków



Rys. 2. Rozkład krotności mezonów π ; a) dla reakcji, w których nie widać odrzutu targetu b) dla reakcji, w których widać proton odrzutu (z pracy [22])

o krotnościach $N_\pi = 2$ i $N_\pi = 4$ wynika w prosty sposób z praw dysocjacji dyfrakcyjnej. Stan końcowy musi mieć taką samą parzystość G jak stan początkowy. Ponieważ dla układu n pionów parzystość G ma wartość $(-1)^n$, więc stan końcowy musi mieć nieparzystą liczbę mezonów π . Dopuszczalny zaś przez parzystość G stan z $N_\pi = 5$ wymaga większej energii do dyspozycji. W doświadczeniach akceleratorowych nie stwierdzono w sposób wyraźny produkcji koherentnej stanu z $N_\pi = 5$. Stany z $N_\pi = 2$ i 4 mogą być tworzone koherentnie tylko przez dysocjację kulombowską (patrz dalej rozdz. 3.10).

Przypadki o krotności $N_\pi = 3$ pochodzą z dwóch reakcji:



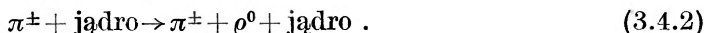
Pierwsza z nich zachodzi częściej [22] i jest znacznie dogodniejsza do analizy niż druga. Dlatego też wiele prac zajmuje się produkcją koherentną tylko w tej reakcji. Dotyczy to szczególnie prac wykonanych techniką emulsji, gdzie obserwacja neutralnych π^0 wyprodukowanych w takim procesie jest właściwie niemożliwa. W następnych rozdziałach (3.4—3.8) zajmiemy się tylko tą reakcją.

3.4. Rezonanse w stanie końcowym

W wielu pracach ([22], [23], [24], [25], [26]) stwierdzono, że w reakcji (3.3.1) bardzo często tworzy się dwupionowy rezonans ρ^0 o masie 763 MeV rozpadający się następnie według schematu:



W około 75% pierwszy etap reakcji (3.3.1) jest następujący:



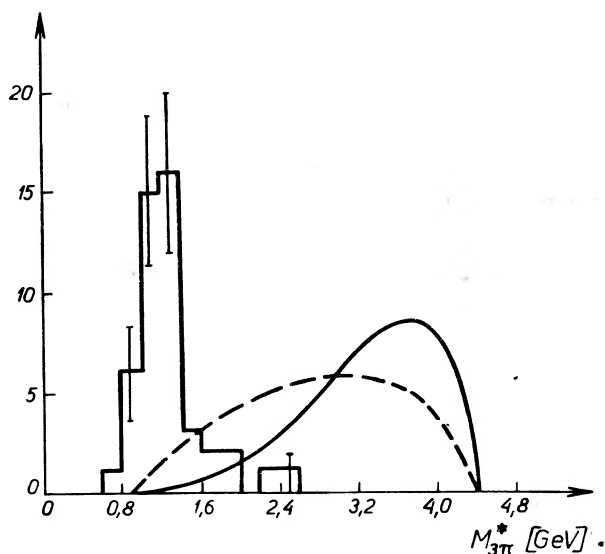
Allard *et al.* [25] stwierdzili produkcję rezonansu A_1 o masie 1.08 GeV w reakcji (3.3.1). A_1 jak wiadomo rozpada się według schematu:



Wniosek ten jednak spotkał się z krytyką w późniejszych pracach ([26], [27]), w których nie stwierdzono występowania A_1 . Zauważono natomiast, że maksimum w rozkładzie M^* występujące przy $M^* = 1.0 \div 1.1$ GeV można łatwo wytłumaczyć ograniczeniami kinematycznymi (patrz dalej).

3.5. Rozkład masy efektywnej M^*

W pracy grupy z Mediolanu [24] stwierdzono, że duża większość wartości M^* leży w przedziale $0.9 \text{ GeV} < M^* < 1.5 \text{ GeV}$ (patrz rys. 3). (Przy



Rys. 3. Rozkład masy efektywnej M^* dla padających π o energii 18.1 GeV. Krzywa ciągła pokazuje rozkład przewidywany przez przestrzeń fazową dla reakcji $\pi^- + \text{neutron} \rightarrow 3\pi + \text{neutron}$, krzywa kreskowana — dla reakcji $\pi^- + \text{neutron} \rightarrow \pi^- + \rho + \text{neutron}$ (z pracy [24])

oddziaływaniu z pojedynczym neutronem oczekujemy znacznie większej masy efektywnej — aż do 4.4 GeV). Górna granica wynika ze wzoru (2.5.20) przy energii 18.1 GeV/c, dolna natomiast jest rezultatem produkcji ρ , albowiem $M_{\min}^* = m_\rho + m_\pi = 0.9 \text{ GeV}$. Taki sam rozkład M^* znaleziono w innych pracach ([22], [25], [27]) wykonywanych przy podobnej energii.

3.6. Zależność produkcji koherentnej od energii pierwotnej

W pracy tejże grupy [24] przeprowadzono identyczne doświadczenie dla energii 6.1 GeV/c i stwierdzono, że przy tej energii właściwie nie ma produkcji koherentnej. Przy tej energii $M_{\max}^* = 0.9 \text{ GeV}$, a więc nie ma miejsca na ko-

herentną produkcję. Efekt ten znalazł potwierdzenie w innych pracach. Aby to pokazać, ograniczmy się do prac wykonanych techniką emulsyjną i porównajmy drogi interakcji na produkcję koherentną dla wysokich i niskich energii.

Tablica II

Praca	Pęd pierwotny [GeV/c]	Prześlędzona droga [m]	Liczba przypa- dków 0+3p koherentnych	Droga oddziaływania [m]
[28]	14.0	167.5	7	24
[29]	14.0, 16.2, 17.0	971.8	17	51 ⁺¹⁸ —11
[30]	16.2	230	2	115
[31]	17.2	470	8	65
[32]	17.0	1630	32	51 ⁺¹¹ —8
	Średnia			53 ± 6
[33]	7.0	2000	4	500
[34]	7.5	1062	4	268
	Średnia			380 ± 140

Widać więc, że energie 7 ÷ 8 GeV stanowią obszar progowy, przy którym dopiero zaczyna się produkcja koherentna. Dotyczy to jąder emulsji, tzn. jąder węgla, azotu, tlenu, bromu i srebra. Inaczej wygląda sprawa dla jądra deuteru, które jest znacznie mniejsze i wobec tego warunek koherencji dopuszcza znacznie większe przekazy pędu. I tak np. w pracy [26] wykonanej w komorze deuterowej stwierdzono przy 6 GeV/c produkcję koherentną z przekrojem czynnym $\sigma = (0.30 \pm 0.07)$ mb, a masa M^* sięgała 1.4 GeV. Podobny wynik $\sigma = (0.26 \pm \pm 0.07)$ mb i $M^* = (0.9 \div 1.5)$ GeV uzyskano w pracy [35] przy pędzie 4.5 GeV/c. Nawet przy tak niskim pędzie jak 3.7 GeV/c przekrój czynny na produkcję koherentną wynosi 0.15 mb [36].

3.7. Rozkład przekazanego czteropędu

Jak wiadomo dla dyfrakcyjnego rozproszenia elastycznego różniczkowy przekrój czynny $\frac{d\sigma}{dt}$, gdzie t jest przekazany czteropędem, da się przedstawić następująco:

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim e^{bt}, \quad (3.7.1)$$

przy czym b jest proporcjonalne do kwadratu promienia centrum rozpraszającego.

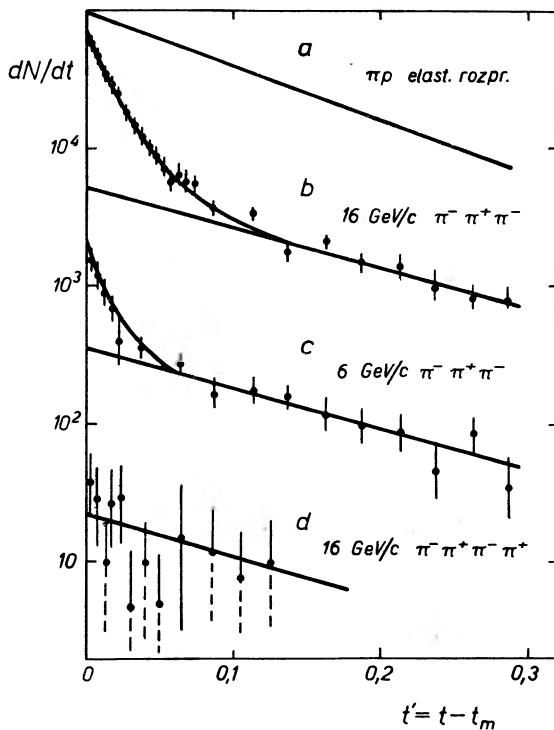
Podobna zależność istnieje dla dyfrakcyjnej dysocjacji. W pracy [23] zbadano rozkład $\frac{d\sigma}{dt}$ vs t' gdzie

$$t' = t - t_{\min}. \quad (3.7.2)$$

t_{\min} jest najniższą możliwą wartością t dla dyfrakcyjnej dysocjacji i z dość dobrym przybliżeniem można go wyrazić poprzez:

$$t_{\min} = \frac{M^{*2} - m_0^2}{4p_0}. \quad (3.7.3)$$

Rys. 4 przedstawia wyniki tej pracy. Krzywa *a* odnosi się do rozproszenia elastycznego, a jej nachylenie $b = 9 \text{ (GeV/c)}^{-2}$ odpowiada promieniowi nukleonu.



Rys. 4. Rozkład przekazanego czteropędu dla różnych reakcji. Krzywe a), b), c) i d) objaśnione w tekście (z pracy [23])

Krzywa *b* przedstawia rozkład $\frac{d\sigma}{dt'}$ dla koherentnej produkcji $\pi^- \pi^+ \pi^-$ na jądrach fluoru. $b = (80 \pm 20) \text{ (GeV/c)}^{-2}$, co odpowiada promieniowi jądra:

$$R_F = (3.1 \pm 0.4) \text{ fm}, \quad (3.7.4)$$

gdzie $1 \text{ fm} = 10^{-13} \text{ cm}$.

Na krzywej c widoczne są wyniki dla koherentnej produkcji $\pi^+\pi^-\pi^-$ na jądrach węgla. Tu otrzymujemy:

$$R_c = (3.4 \pm 1.0) \text{ fm} . \quad (3.7.5)$$

Natomiast dla stanu końcowego $\pi^-\pi^-\pi^+\pi^+$ otrzymujemy nachylenie odpowiadające promieniowi nukleonu. Reakcja

$$\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+\pi^+n \quad (3.7.6)$$

wymaga przeładowania, a więc w oczywisty sposób zachodzi na jednym nukleonie.

Wyniki (3.7.4) i (3.7.5) stanowią bezpośrednie i efektowne stwierdzenie, że mezony π są generowane w oddziaływaniu z całym jądrem. Podobny wynik otrzymano w pracy [26], w której badano produkcję koherentną na jądrze deuteru. Rozkład $\frac{d\sigma}{dt}$ dla reakcji

$$\pi^+d \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+d \quad (3.7.7)$$

ma nachylenie $b = 33 (\text{GeV}/c)^{-2}$, co jest w granicach błędu dobrze zgodne z nachyleniem $b = 37.5 (\text{GeV}/c)^{-2}$ otrzymanym dla elastycznego rozproszenia π^+d . Wyniki te odpowiadają $R = 2,4 \text{ fm}$, a więc promieniowi deuteru.

3.8. Zależność przekroju czynnego od rodzaju jądra

Sprawa zależności przekroju czynnego na produkcję koherentną od wielkości jądra nie jest całkowicie wyjaśniona. W każdym razie stwierdzono, że ten przekrój czynny rośnie ze wzrostem jądra aż do jąder średnich (Br, Ag), wzrost ten jednak jest na pewno słabszy niż $\sigma \sim Z^2$, co świadczy o tym, że dysocjacja kulombowska nie odgrywa większej roli. W pracy [23] stwierdzono, że możliwe są zależności od $\sigma \sim A^{2/3}$ aż do $\sigma \sim A^{4/3}$. Inni autorzy ([29], [37]) jednak twierdzą, że zależność $\sigma \sim A^{2/3}$ najlepiej opisuje dane doświadczalne. Jak widać, sytuacja nie jest jasna i wymaga dalszych pomiarów. Sprawę komplikuje fakt, że na ogół (poza komorą deuterową) nie mamy czystych targetów, a doświadczalne rozdzielanie przypadków pochodzących od różnych jąder w danej komorze z ciężką cieczą lub w emulsji jest trudne. Z tego punktu widzenia interesujące byłoby wyniki z komory ksenonowej.

3.9. Produkcja koherentna w oddziaływaniach protonów

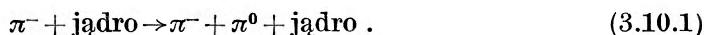
W dwóch pracach [38] i [39] badano koherentną produkcję w oddziaływaniach protonów o pędach 19.8, 21 i 24 GeV/c z jądrami emulsji. Otrzymane drogi oddziaływania $\lambda = (79 \pm 25) \text{ m}$ [36] i $\lambda = (50_{-25}^{+50}) \text{ m}$ [37] są zgodne z odpowiednią wartością dla mezonów π o trochę niższej energii (patrz rozdział 3.5). Średnia masa efektywna jest nieco wyższa, a mianowicie $M^* = 1,5 \text{ GeV}$. Wynika to oczywiście ze znacznie większej masy protonu. Ten sam czynnik powoduje, że energia progowa jest tu znacznie wyższa i wynosi 23 GeV dla

ciężkich jąder, a 13 GeV dla lekkich. Należy jednak zaznaczyć, że powyższe wyniki jako oparte na bardzo małej liczbie przypadków mają charakter raczej orientacyjny.

3.10. Dysocjacja kulombowska

Wspomnieliśmy już poprzednio, że przekrój czynny na dysocjację kulombowską jest znacznie mniejszy niż dyfrakcyjną. Wynika to zarówno z faktu, że reakcje $\pi \rightarrow 2\pi$ lub $\pi \rightarrow 4\pi$ zachodzą z małym przekrojem czynnym (patrz rozdział 3.3), jak i ze stosunkowo słabej zależności przekroju czynnego od rodzaju jądra (rozdział 3.8). Być może przy znacznie cięższych jądrach niż te, które badano do tej pory (tzn. jądro Ag) dysocjacja kulombowska odgrywałaby większą rolę.

Na razie jedynie w pracy Husona i Frettera [22] zajmowano się nieco szerzej dysocjacją kulombowską w reakcji



5 przypadków pasowało do tej reakcji. Były one zgodne z produkcją e^- , tzn. z reakcją



przewidywaną przez Bermana i Drella [40], którzy ocenili przekrój czynny na ok. 3 mb. Huson i Fretter stwierdzili, że ten przekrój czynny wynosi co najwyżej 6 mb na jądro bromu.

Widać, że informacje o dysocjacji kulombowskiej są bardzo skąpe. Także i z tego punktu widzenia badanie produkcji koherentnej w komorze ksenonowej ($Z = 54$) mogłoby znacznie poprawić sytuację.

4. Produkcja koherentna przy energiach ponadakceleratorowych ($E > 30$ GeV)

4.1. Jety asymetryczne a produkcja koherentna

Przy badaniu oddziaływań najwyższej energii tzn. $E > 1000$ GeV metodą emulsji (w emulsji ślady cząstek wyprodukowanych przy takiej energii tworzą większą wiązkę — stąd nazwa *jet* = „strumień, wytrysk“) stwierdzono występowanie grupy jetów o bardzo charakterystycznych własnościach:

- niska krotność n_s naładowanych cząstek wtórnych,
- wszystkie cząstki są emitowane do przodu w układzie środka masy, co daje bardzo silną kolimację w układzie laboratoryjnym,
- istnieje układ, w którym cząstki te są emitowane izotropowo.

W pracach grupy krakowskiej [41], [42], [43], [44] interpretowano te przypadki jako emisję jednego centrum (tzw. „fireball“) do przodu w układzie środka masy. Centrum to następnie rozpada się izotropowo na mezony [45].

Dwa lata temu grupa węgierska [46] zaproponowała inną interpretację tych przypadków. Autorzy ci zauważyli, że wyżej wymienione cechy jetów asyme-

trycznych są również charakterystyczne dla produkcji koherentnej, gdzie z reguły powstaje niewiele cząstek silnie skolimowanych do przodu. W układzie własnym wyprodukowanego systemu ich rozkład jest z grubsza izotropowy.

Przy bliższym zbadaniu jetów asymetrycznych okazuje się jednak, że interpretacja taka jest niesłuszna. Ograniczmy się tylko do przypadków z krotnością $2 \leq N_\pi \leq 5$. Połowa z nich ma $N_h > 0$ ($N_h = 2 \div 4$), co wyklucza koherentną produkcję tak, że zostaje tylko 5 jetów o $N_h = 0$. Jety produkowane koherentnie muszą jeszcze spełniać warunek

$$(n_s - Q_0) - \text{parzyste}, \quad (4.1.1)$$

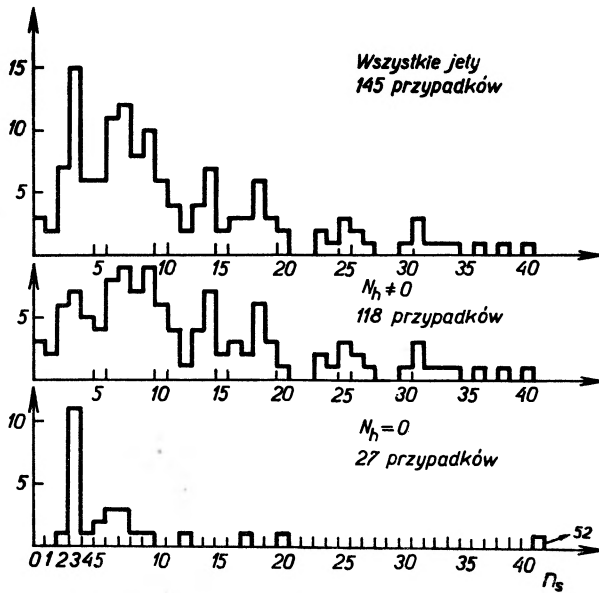
gdzie Q_0 jest ładunkiem cząstki pierwotnej. Warunek ten wynika z faktu, że ładunek układu produkowanego koherentnie musi być równy ładunkowi cząstki pierwotnej (zarówno przy dysocjacji dyfrakcyjnej, jak i przy kulombowskiej nie ma wymiany ładunku).

W obu grupach N_h po trzy przypadki spełniają warunek (4.1.1) tak, że tylko mała część jetów asymetrycznych może być interpretowana przy pomocy produkcji koherentnej.

4.2. Produkcja koherentna w jetach wtórnych

Wydaje się natomiast, że produkcja koherentna zachodzi dość często przy oddziaływaniach mezonów π o energii rzędu 200 GeV. Fakt ten stwierdzono w krakowskim laboratorium kliszowym Zakładu VI Instytutu Badań Jądrowych [47] przy szczegółowym badaniu jetów wysokiej energii zarejestrowanych w dwóch 80-litrowych blokach emulsji. Badanie to polegało m. in. na śledzeniu po torach cząstek wyprodukowanych w zderzeniach bardzo wysokiej energii (ponad 10^{12} eV). Śledzono tory cząstek wyemitowanych pod kątem $\vartheta < 10^{-2}$, co odpowiada energii $E > 40$ GeV. Wśród cząstek tych spodziewamy się 70 ÷ 75% mezonów π , 10 ÷ 15% protonów; resztę powinny stanowić mezony K i hiperony. Prześlędzono łącznie 58.30 m znajdując 144 jety wtórne o średniej energii 200 GeV. Ta metoda umożliwiła otrzymanie dużej liczby jetów wtórnych o małych krotnościach, które były dotychczas systematycznie gubione. Po raz pierwszy więc uzyskano prawdziwy rozkład krotności jetów wtórnych (rys. 5). Charakterystyczną cechą tego rozkładu jest wyraźny pik przy krotności $n_s = 3$. Należy zwrócić uwagę, że przy tej energii średnia krotność wynosi $n_s = 9 \div 11$ [48], [49], a więc pik ten leży daleko od maksimum rozkładu. Okazuje się, że pik ten jest związany z przypadkami, dla których $N_h = 0$; dla $N_h > 0$ rozkład krotności staje się gładki z maksimum przy $n_s = 8$ i średnią $\langle n_s \rangle = 12.2 \pm 1.0$, a więc zgodny z innymi wynikami [48], [49].

Rozpatrzmy teraz przypadki z $n_s = 3$. Okazuje się, że $N_h = 0$ jest wyraźnie skorelowane z silną kolimacją cząstek. Mamy również dwa przypadki z $N_h = 0$ i $n_s = 5$ z silną kolimacją cząstek. Zastosujmy teraz warunek (2.5.10) biorąc $A = 108$ (najcięższe jądro emulsji) lub $A = 12$ (najlżejsze jądro emulsji) do przypadków o krotnościach $n_s = 3$ i $n_s = 5$.



Rys. 5. Rozkład krotności jetów wtórnych

Tablica III

liczba jetów z	$N_h = 0$			$N_h > 0$		
	wszystkich	$\Sigma \sin \theta < < 12^{-1/3}$	$\Sigma \sin \theta < < 108^{-1/3}$	wszystkich	$\Sigma \sin \theta < < 12^{-1/3}$	$\Sigma \sin \theta < < 108^{-1/3}$
$n_s = 3$	11	9	7	7	1	1
$n_s = 5$	2	2	2	4	0	0

Widać, że warunek (2.5.10), który wymaga kolimacji cząstek zostawia większość przypadków z $N_h = 0$; wyrzuca natomiast większość przypadków z $N_h > 0$. Otrzymujemy stąd $(9 \div 11) \times (1 - \frac{1}{11}) = 8 \div 10$ jako liczbę przypadków pochodzących z produkcji koherentnej. Stąd otrzymujemy drogę oddziaływania $\lambda = 6 \div 8$. Ta liczba przypadków jest raczej przeceniona, bo zastosowaliśmy tylko część kryteriów wybierających przypadki koherentne (innych nie można zastosować z uwagi na niemożność pomiaru pędów w emulsji przy tej energii).

W każdym razie produkcja koherentna stanowi najprostsze i najbardziej przekonujące wytłumaczenie dziwnie wysokiej liczby przypadków z $N_h = 0$ i krotnością $n_s = 3$, odznaczających się silną kolimacją cząstek. Fakt ewentualnego wzrostu przekroju czynnego na produkcję koherentną pomiędzy $(14 \div 24)$ GeV, a 200 GeV wymaga oczywiście dalszych badań i nowych przypadków. Prawdopodobnie sprawa zostanie definitywnie rozstrzygnięta dopiero wtedy, gdy nowy akcelerator w Sierpuchowie dostarczy protonów o energii 70 GeV.

Coherent production of particles in high energy collisions

Abstract: This article deals with the process in which high energy particle interacts effectively with the whole nucleus. Basic concepts of such process and properties of systems produced this way are discussed. The experimental procedure used in a study of coherent production at the energy (4—18) GeV is outlined. The main results obtained in this energy region are given. Some results concerning the coherent production at much higher energy (about 200 GeV) are also shown.

Literatura

- [1] E. L. Feinberg, I. Pomieranczuk, *Nuovo Cimento Suppl.*, **3**, 652 (1956).
- [2] L. D. Landau, I. Pomieranczuk, *Dokl. Akad. Nauk ZSRR*, **92**, 535, 735 (1953).
- [3] L. D. Landau, I. Pomieranczuk, *Zh. Eksper. Teor. Fiz.*, **24**, 505 (1953).
- [4] M. L. Ter-Mikaelian, *Zh. Eksper. Teor. Fiz.*, **25**, 289 (1953).
- [5] I. Pomieranczuk, E. L. Feinberg, *Dokl. Akad. Nauk ZSRR*, **93**, 439 (1953).
- [6] M. L. Ter-Mikaelian, *Dokl. Akad. Nauk ZSRR*, **93**, 439 (1953).
- [7] A. B. Migdał, *Phys. Rev.*, **103**, 1811 (1956).
- [8] M. Mięslowicz, O. Stanisław, W. Wolter, *Nuovo Cimento*, **3**, 1465 (1957).
- [9] J. Benisz, Z. Chyliński, W. Wolter, *Nuovo Cimento*, **11**, 525 (1959).
- [10] A. A. Warfołomiejew, D. I. Golienko, I. A. Swietłołobow, *Dokl. Akad. Nauk ZSRR* **122**, 785 (1959).
- [11] A. A. Warfołomiejew, R. I. Gierasimowa, L. A. Makarina, A. S. Romancewa, J. A. Świetłołobow, S. A. Czujewa *Proceedings of the 1958 Annual Rochester Conference of High Energy Physics at CERN*, Appendix I, str. 237.
- [12] A. A. Warfołomiejew, J. A. Swietłołobow, *Zh. Eksper. Teor. Fiz.*, **36**, 6 (1959).
- [13] A. A. Warfołomiejew, R. J. Gierasimowa, J. J. Gurewicz, L. A. Makarina, A. S. Romancewa, S. A. Czujewa, *Zh. Eksper. Teor. Fiz.*, **36**, 707 (1959).
- [14] P. H. Fowler, D. H. Perkins, K. Pinkau, *Phil. Mag.*, **45**, 1030 (1959).
- [15] R. H. Good, R. P. Matsen, E. Moller, O. Piccioni, W. M. Powell, H. S. White, W. B. Fowler, R. W. Birge, *Phys. Rev.*, **124**, 1223 (1961).
- [16] T. Fuji, J. V. Jovanovich, F. Turkot, G. T. Zorn, *Phys. Rev. Letters*, **13**, 253 (1964).
- [17] M. E. Wiśniewski, N. D. Golanina, J. A. Semonow, P. A. Kropecziński, W. M. Beresni, W. A. Murisow, *Phys. Letters*, **18**, 339 (1965).
- [18] C. Fisher: *wykład na międzynarodowej szkole cząstek elementarnych*, Herceg Novi 1965.
- [19] M. C. Good, W. D. Walker, *Phys. Rev.*, **120**, 5, 1857 (1960).
- [20] I. Pomieranczuk, J. Szmuszkiewicz, *Nuclear Phys.*, **23**, 452 (1961).
- [21] C. M. Fisher, W. M. Gibson, W. A. Venus, D. Evans, *Nuovo Cimento*, **29**, 896 (1963).
- [22] F. R. Huson, W. B. Fretter, *Nuovo Cimento*, **1**, 33 (1964).
- [23] J. A. Allard, D. Drijard, J. Henessy, R. Huson, A. Llalet, J. Six, J. J. Veillet, G. Bellini, M. Di Corato, E. Fiorini, P. Negri, M. Rollier, J. Crussard, J. Ginestet, A. H. Tran, H. H. Bingham, R. Diebold, W. B. Fretter, M. J. Lubatti, W. Michael, K. Moriyasu, *Physics Letters*, **19**, 431 (1965).
- [24] G. Bellini, E. Fiorini, A. J. Herz, P. Negri, S. Ratti, *Nuovo Cimento*, **29**, 896 (1963).
- [25] J. F. Allard, D. Drijard, J. Henessy, R. Huson, A. Llalet, P. Musset, J. J. Veillet, H. H. Bingham, M. Dickinson, R. Diebold, W. Koch, D. W. G. Leith, M. Nikolic, B. Ronne, G. Bellini, E. Fiorini, P. Negri, M. Rollier, J. Crussard, J. Ginestet, A. H. Tran, M. Di Corato, W. Fretter, H. J. Lubatti, W. Micheal, *Physics Letters*, **12**, 143 (1964).
- [26] G. Vegni, H. Winzeler, P. Zaniol, P. Fleury, G. D. Rosny, *Phys. Letters*, **19**, 526 (1965).

- [27] G. Bozoki, E. Fenyves, E. Gombosi, E. Nagy, *Phys. Letters*, **18**, 206 (1965).
- [28] F. Baldassare, A. Caforio, D. Ferraro, A. Farilli, M. Merlin, D. H. Perkins, M. Semenario, J. C. Combe, W. M. Gibson, W. D. Lock, A. Bonetti, M. Di Corato, A. Fedreghini, A. J. Herz, A. F. Sichirollo, L. Tallone, G. Vegni, E. Villar, *Nuovo Cimento*, **21**, 459 (1961).
- [29] A. Caforio, D. Ferraro, S. Semenario, C. M. Fisher, A. Mason, W. A. Venus, D. Evans, A. Hossain, M. F. Votruba, A. Wataghin, M. M. Kasim, M. D. Shaukat, A. J. Herz, A. E. Sichirollo, G. Vegni, *Nuovo Cimento*, **32**, 1471 (1964).
- [30] J. D. Rinaldo, P. L. Jain, P. D. Bharadwaj, *Nuovo Cimento*, **36**, 1089 (1965).
- [31] P. P. Dubey, J. M. Kohli, M. B. Singh, *sprawozdanie z IX Sympozjum Promieni Kosmicznych Fizyki Cząstek Elementarnych i Astrofizyki*, Bombaj 1965, str. 591.
- [32] A. Ch. Winicki, I. C. Strelcow, Z. S. Takibajew, J. J. Czasikow, *Sprawozdanie z XVI Komitetu Emulsyjnego*, Dubna 1966 (preprint No 2623).
- [33] G. N. Beznogich, K. D. Tolstow, *Sprawozdanie z XVI Komitetu Emulsyjnego*, Dubna 1966 (preprint No 2623).
- [34] F. Wysotzki, *Sprawozdanie z XVI Komitetu Emulsyjnego*, Dubna 1966 (preprint No 2623).
- [35] A. Farino, R. Gessaroli, L. Lendinare, G. Quareni, A. Quareni-Vignudelli, N. Armenise, B. Ghidini, V. Picciarelli, A. Romano, A. Cartocci, M. G. Dagliana, M. Della Corte, G. Dicaporiaco, J. Laberriquer-Frolow, Nguen Huu Khanh, J. Quinquart, M. Sene, W. Fickinger, D. Goussu, *Phys. Letters*, **19**, 68 (1965).
- [36] M. A. Abolins, D. D. Carmony, L. Lender, Ng hi Xuong, *Phys. Rev. Letters*, **15**, 125 (1965).
- [37] U. Krecer, F. Wysotzki, *sprawozdanie z obrad XVII Komitetu Emulsyjnego*, Dubna 1966, preprint ZIBJ 2823.
- [38] E. G. Boos, H. P. Pawłowa, P. A. Tursunow, preprint ZIBJ 2623.
- [39] G. B. Żdanow, B. M. Maksimienko, M. I. Tretiakowa, M. M. Czernawski, M. N. Szczerbakowa, preprint ZIBJ Nr 2623.
- [40] S. M. Bermoan, S. D. Drell, *Phys. Rev., Letters*, **11**, 220 (1963).
- [41] J. Gierula, M. Mięśowicz, *Nuovo Cimento*, **27**, 149 (1963).
- [42] T. Coghén, Z. Czachowska, J. Gierula, A. Jurak, S. Krzywdziński, M. Mięśowicz, K. Rybicki, O. Stanisław, W. Wolter, P. Ciok, T. Saniewska, A. Tomaszewski, *Nuovo Cimento Suppl.*, **1**, 1157 (1963).
- [43] J. Gierula, *Fortschr. Phys.*, **11**, 103 (1963).
- [44] K. Rybicki, *Nuovo Cimento* **49A**, 233 (1967).
- [45] M. Mięśowicz, *Postępy Fizyki*, **15**, 141 (1964).
- [46] G. Bozoki, E. Gombosi, E. Nagy, *Physics Letters*, **17**, 65 (1965).
- [47] Z. Czachowska, J. Gierula, S. Krzywdziński, M. Mięśowicz, K. Rybicki, W. Wolter, *Nuovo Cimento* **49A**, 303 (1967).
- [48] V. Guseva, N. A. Dobrotin, N. G. Żelewiska, K. A. Kotelnikow, A. M. Lebediew, S. A. Slawatinski, *J. Phys. Soc. Japan*, **17**, Suppl. A-III, str. 375 (1961).
- [49] E. Lohrmann, M. W. Teucher, M. Schein, *Phys. Rev.*, **122**, 672 (1961).

Miroslaw Lukaszewski

Katedra Optyki
Instytutu Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Warszawskiego

Optyczne przejścia wielokwantowe

I. Wstęp

Celem tego artykułu jest omówienie odkrycia doświadczalnego optycznych przejść wielokwantowych, wybranych badań tych przejść, obecnego stanu naszej wiedzy na ten temat i perspektyw rozwoju badań w tej dziedzinie.

Przejściem optycznym nazywamy proces, w którym zmiana stanu atomu lub cząsteczki zachodzi w wyniku oddziaływania z polem elektromagnetycznym o częstości z obszaru optycznego, tzn. z obszaru widzialnego, ultrafioletu lub podczerwieni. Przejściem wielokwantowym nazywamy przejście, w którym wymiana więcej niż jednego fotonu pomiędzy polem elektromagnetycznym a *jednym* atomem lub cząsteczką zachodzi w ten sposób, że tylko stan początkowy i końcowy tego procesu są stanami *rzeczywistymi* atomu lub cząsteczki (tzn. stanami dozwolonymi, stanami, w których spełnione są zasady zachowania). Oznacza to, że albo wymiana kilku fotonów jest jednoczesna, albo są one absorbowane lub emitowane kolejno, ale stany pośrednie nie są stanami rzeczywistymi. W tym ostatnim przypadku mówimy, że stany pośrednie są stanami *wirtualnymi*.

Przejścia optyczne podzielić można na trzy rodzaje: emisję spontaniczną, emisję wymuszoną i absorpcję. Warunki obserwacji przejść wielokwantowych zależne są od rodzaju realizowanego przejścia.

Procesy *emisji wymuszonej i absorpcji* są procesami indukowanymi, tzn. ich prawdopodobieństwo jest proporcjonalne do gęstości promieniowania elektromagnetycznego o częstości przejścia, $W \sim u$, (dla przejść jednokwantowych; dla przejść wielokwantowych $W \sim u^k$, gdzie k jest liczbą fotonów potrzebnych do zrealizowania przejścia). Wobec tego procesami tymi można „sterować”, tzn. zmieniać (w szczególności zwiększać) ich prawdopodobieństwo przez zmianę natężenia wiązki świetlnej. Jednakże dla uzyskania dostatecznego do detekcji natężenia przejść wielokwantowych potrzebne są bardzo silne pola elektromagne-

tyczne o częstości optycznej. Do niedawna brak było źródeł światła o dostatecznym do tego celu natężeniu.

Zanotujmy, że w doświadczeniach z rezonansem magnetycznym (w szczególności w ich wariacie optycznym, tzn. w doświadczeniach podwójnego rezonansu i pompowania optycznego) wymuszane są przejścia dipolowe magnetyczne między podpoziomami zeemanowskimi lub podpoziomami struktury nadsubtelnej, o częstościach $\sim 10^7$ Hz (obszar radiowy), czy $\sim 10^{10}$ Hz (obszar mikrofalowy). Otrzymanie silnego pola magnetycznego o takiej częstości jest rzeczą łatwą i dlatego przejścia wielokwantowe w tym obszarze są dobrze znane i zbadane, są rzeczą powszednią w tego typu doświadczeniach.

W obszarze optycznym z chwilą pojawienia się źródeł o dostatecznie dużym natężeniu — laserów — automatycznie przejścia wielokwantowe zostały zaobserwowane i rozpoczął się dynamiczny rozwój badań tych przejść. Pierwszymi stwierdzonymi doświadczalnie optycznymi przejściami wielokwantowymi były: absorpcja dwufotonowa w kryształach $\text{CaF}_2:\text{Eu}^{2+}$ (Kaiser i Garrett [1]) oraz absorpcja dwufotonowa w parze atomowej cezu (Abella [2]). W obu przypadkach jako wzbudzające źródło światła służył laser rubinowy. W doświadczeniach tych potwierdzone zostały przewidywania teorii optycznych przejść dwukwantowych, zbudowanej jeszcze w 1931 r. przez Goepfert—Mayer [3]. Przewidywania te to m. in. równość energii przejścia i podwojonej energii kwantu światła oraz spełnienie reguły wyboru (innej niż dla przejść jednokwantowych) dopuszczającej jedynie przejścia pomiędzy stanami o tej samej parzystości (absorpcja dwufotonowa w czie [2] zachodziła pomiędzy stanami $6^2S_{1/2}$ a $9^2D_{3/2}$ — $\Delta L = 2$).

Kierunek dalszych badań przejść wielokwantowych zdeterminowany jest przez fakt, że mamy do dyspozycji stosunkowo niewielką liczbę częstości laserów, a więc dla zapewnienia koincydencji energetycznej niezbędna jest praca z obiektami mającymi szerokie poziomy energetyczne. Szerokie poziomy występują najczęściej w cząsteczkach, a więc w cząsteczkach najłatwiej jest badać przejścia wielokwantowe. Z tego względu większość dotychczasowych badań tych przejść, to ich zastosowanie do badania struktury poziomów energetycznych cząsteczek (głównie kryształów). Poziomy energetyczne atomów są w większości ostre i wspomniana koincydencja energetyczna jest rzadka (przypadek Cs jest właśnie takim szczególnym przypadkiem). Jest więc rzeczą naturalną, że większość badań przejść wielokwantowych w atomach dotyczy przejść do jedynego szerokiego poziomu atomowego, to znaczy do widma ciągłego, czyli wielofotonowej jonizacji. Zanotujmy tutaj, że jak okaże się w dalszej części artykułu, żądanie szerokich poziomów jest do ominięcia, ale możliwość taka odkryta została niedawno i powyższe uwagi stosują się do prawie wszystkich omawianych tutaj doświadczeń.

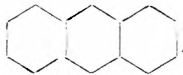
Doświadczalne odkrycie optycznych przejść wielokwantowych spowodowało także ponowne zainteresowanie teorii tymi procesami. Pojawiło się szereg prac teoretycznych zawierających rozwinięcie, uzupełnienie i zastosowanie do konkretnych przypadków doświadczalnych teorii Goepfert—Mayer, a później

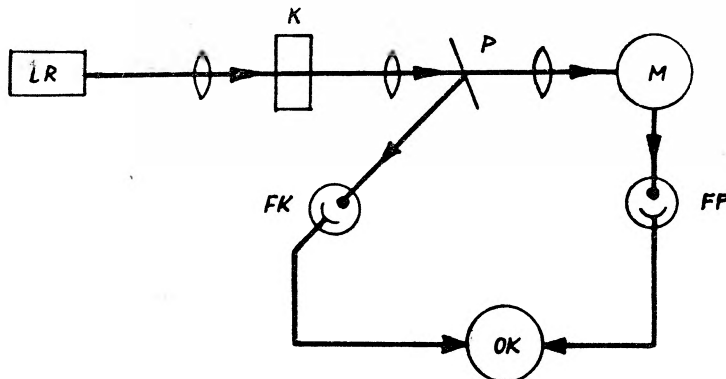
zawierających także rozważania wykraczające poza ramy tej teorii. Wymieńmy tu pracę Kleinmana [4] — pierwszą z tych prac, oraz opublikowaną ostatnio pracę Kielicha [5], dającą systematyczną i wyczerpującą analizę prawdopodobieństw przejść wielokwantowych różnego typu.

Trzeci rodzaj przejść optycznych — *emisja spontaniczna* — jest procesem, którego prawdopodobieństwo nie zależy od gęstości promieniowania elektromagnetycznego i nie można nim „sterować” tak, jak dwoma poprzednimi. Wobec tego dla zaobserwowania przejścia wielokwantowego konieczny jest (w każdym razie w obecnym stanie techniki doświadczalnej) taki obiekt doświadczalny, dla którego prawdopodobieństwo takiego przejścia jest większe od prawdopodobieństwa każdego innego rodzaju przejścia emisyjnego spontanicznego pomiędzy danymi poziomami (tzn. przejście wielokwantowe jest dominujące). Pokażemy w dalszej części artykułu, że przypadek taki istnieje, i że dwufotonowa emisja spontaniczna została zaobserwowana doświadczalnie.

W dalszym ciągu artykułu zajmiemy się szczegółowo trzema zagadnieniami: 1) absorpcją dwufotonową w kryształach antracenu (jest to najpełniejszy i najciekawszy zbiór badań przejść wielokwantowych w cząsteczkach); 2) wielofotonową jonizacją atomów i cząsteczek i 3) bezpośrednią obserwacją dwufotonowej emisji spontanicznej.

II. Absorpcja dwufotonowa w kryształach antracenu

Absorpcja dwufotonowa w kryształach antracenu ($C_{14}H_{10}$; ) zaobserwowana została w r. 1963 [6], [7]. Schemat zastosowanego układu doświadczalnego przedstawiony jest na rys. 1. Wiązka świetlna z lasera rubinowego *LR*, o długości fali 6940 \AA (częstości 14400 cm^{-1}), ogniskowana była na kryształach *K*, którego fluorescencja była analizowana za pomocą monochromatora *M* i fotopowielacza *FP*. Część wiązki kierowana była za pomocą płytki szklanej *P* na



Rys. 1. Uproszczony schemat układu doświadczalnego, zastosowanego do obserwacji absorpcji dwufotonowej w kryształach antracenu [6], [7]

fotokomórkę *FK* w celu badania przebiegu błysku laserowego. Fotoprądy fotopowielacza *FP* i fotokomórki *FK* analizowane były za pomocą dwukanałowego oscylografu katodowego *OK*, zastosowanego w celu porównania przebiegu czasowego błysku laserowego i fluorescencji kryształu antracenu.

Stwierdzono, że wzbudzenie kryształu antracenu silną wiązką laserową prowadzi do jego intensywnej niebieskiej fluorescencji, tzn. do fluorescencji o długości fali λ_n mniejszej od długości fali światła wzbudzającego λ_i , $\lambda_n < \lambda_i$, czyli o energii kwantu większej od energii kwantu światła wzbudzającego, $E_n > E_i$. Przedyskutowano trzy możliwe drogi oddziaływania prowadzące do takiej fluorescencji, a mianowicie:

a) Wzbudzenie schodkowe.

Jest to proces polegający na tym, że cząsteczka przechodzi przez absorpcję kwantu światła wzbudzającego do stanu wzbudzonego, a następnie, przed upływem czasu życia tego stanu, absorbuje następny foton przechodząc do wyższego stanu wzbudzonego. Tak więc powrotowi do stanu podstawowego towarzyszyć może emisja światła bardziej krótkofalowego niż światło wzbudzające. Przy takim procesie natężenie światła fluorescencji I_n proporcjonalne jest do kwadratu natężenia światła wzbudzającego I_i , $I_n \sim I_i^2$.

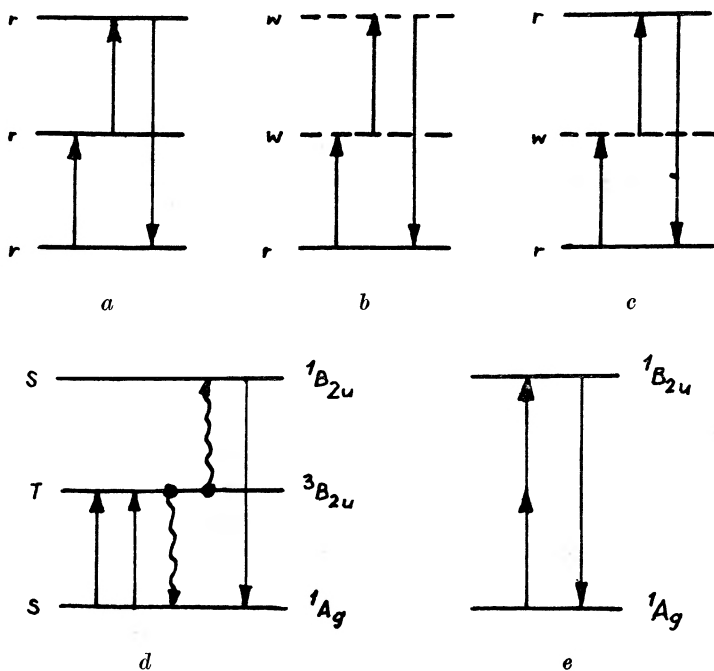
b) Generacja drugiej harmonicznej.

Jest to proces polegający na tym, że kryształ oświetlony silną wiązką świetlną (laserową), emitować może (o ile spełnione są reguły wyboru związane z symetrią kryształu, a mianowicie kryształ ma środek symetrii) promieniowanie o częstotliwości harmonicznej w stosunku do częstotliwości światła wzbudzającego (w tym przypadku dwukrotnie większej). Jest to jeden z efektów nieliniowych, zaobserwowanych przy badaniu oddziaływania silnej wiązki laserowej z materią (patrz np. [8]).

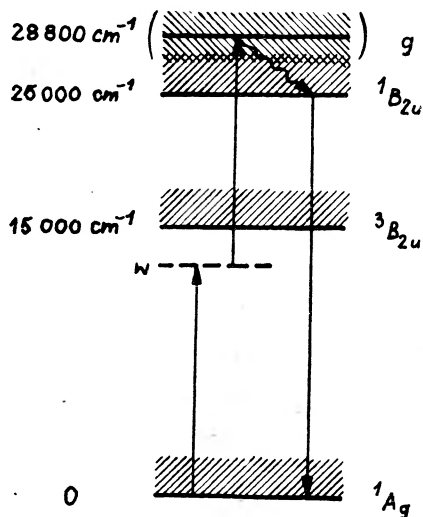
c) Absorpcja dwufotonowa. W tym przypadku także spełniona powinna być zależność $I_n \sim I_i^2$.

W języku stanów rzeczywistych i wirtualnych (patrz Wstęp) powiedzieć można, że wzbudzenie schodkowe jest procesem prowadzącym ze stanu rzeczywistego poprzez stan rzeczywisty do stanu rzeczywistego (rys. 2a); generacja drugiej harmonicznej — procesem prowadzącym ze stanu rzeczywistego poprzez stan wirtualny do stanu wirtualnego, skąd następuje emisja (rys. 2b); absorpcja dwufotonowa — procesem prowadzącym ze stanu rzeczywistego poprzez stan wirtualny do stanu rzeczywistego (rys. 2c).

Do rozstrzygnięcia, który z powyższych procesów prowadzi do niebieskiej fluorescencji antracenu posłużyły następujące fakty doświadczalne: 1) stwierdzono, że $I_n \sim I_i^2$, 2) kryształ antracenu nie ma środka symetrii, a ponadto we fluorescencji nie stwierdzono promieniowania o częstotliwości $28800 \text{ cm}^{-1} = 2\nu_i$, gdzie ν_i — częstota kwantu światła wzbudzającego. Oznacza to, że w tym przypadku generacja drugiej harmonicznej nie ma miejsca. 3) Nie stwierdzono absorpcji kryształu antracenu dla częstotliwości $14400 \text{ cm}^{-1} = \nu_i$, co oznacza, że w tym przypadku wzbudzenie nie jest wzbudzeniem schodkowym. W ten sposób otrzymano ostateczny wniosek, stwierdzający, że niebieska fluorescencja krysz-



Rys. 2. Różne możliwości generacji niebieskiej fluorescencji antracenu wzbudzonej światłem lasera rubinowego



Rys. 3. Uproszczony schemat poziomów energetycznych kryształu antracenu

tału antracenu wzbudzana światłem lasera rubinowego powstaje w wyniku dwufotonowej absorpcji tego promieniowania przez kryształ.

Podano następującą interpretację obserwowanych zjawisk (patrz schemat poziomów energetycznych kryształu antracenu — rys. 3). Niebieska fluores-

cencja ${}^1B_{2u} \rightarrow {}^1A_g$ (fakt ten został udowodniony przez pokazanie jej identyczności z widmami wzbudzonymi ultrafioletem, tzn. bezpośrednio na drodze ${}^1A_g \rightarrow {}^1B_{2u}$) powstaje w wyniku przejścia cząsteczki ze stanu podstawowego 1A_g do stanu o symetrii g położonego w okolicy 28800 cm^{-1} przez dwufotonową absorpcję światła laserowego, a następnie przejścia bezpromienistego do stanu ${}^1B_{2u}$. Istnienie stanu o symetrii g w okolicy 28800 cm^{-1} zostało zapostulowane ze względu na konieczność spełnienia reguły wyboru $g \leftrightarrow g$ (tzn. reguły wyboru dopuszczającej przejścia pomiędzy stanami o tej samej parzystości — patrz Wstęp). Podano argumentację wykazującą, że istnienie takiego stanu o takiej energii jest bardzo prawdopodobne, jednakże nie była ona całkowicie przekonująca i opisana powyżej interpretacja oddziaływania prowadzącego do niebieskiej fluorescencji antracenu poddana została krytyce w toku dalszych badań. Zaproponowano dwie inne interpretacje tego oddziaływania.

Pierwsza z nich głosiła [9], że zaludnianie stanu ${}^1B_{2u}$ odbywa się drogą jednofotonowej absorpcji promieniowania laserowego (przejście interkombinacyjne ${}^1A_g \rightarrow {}^3B_{2u}$), a następnie anihilacji triplet-triplet (rys. 2d). Anihilacja triplet-triplet jest to proces dwumolekularny polegający na tym, że w wyniku wymiany energii między cząsteczkami znajdującymi się w stanie tripletowym, jedna z nich przechodzi bezpromienście do niższego, druga do wyższego stanu singletowego. Proces ten zachodzi w przypadku, gdy stan tripletowy znajduje się pomiędzy dwoma stanami singletowymi, w pobliżu połowy ich odległości. W tym przypadku także powinien być spełniony związek $I_{II} \sim I_I^2$, ale fluorescencja powinna być znacznie bardziej długożyciowa niż w przypadku absorpcji dwufotonowej.

Według autorów drugiej interpretacji [10], [11] absorpcja promieniowania laserowego przez kryształ antracenu jest absorpcją dwufotonową, ale jej charakter jest inny niż wynika z teorii Goepfert—Mayer. Twierdzili oni, że w tej teorii rozpatruje się oddziaływanie cząsteczki z polem elektromagnetycznym wynikające z członu $\frac{e}{mc} \vec{A} \vec{p}$ nierelatywistycznego hamiltonianu

$$H = -e\varphi + \frac{e}{mc} \vec{A} \vec{p} + \frac{e^2}{2mc^2} \vec{A} \vec{A}$$

podczas gdy człon $\frac{e^2}{2mc^2} \vec{A} \vec{A}$ pomija się. Uwzględnienie tego ostatniego członu prowadzi do istnienia przejść dwukwantowych bez poziomu pośredniego (nawet wirtualnego — patrz rys. 2e), dla których istnieje reguła wyboru zezwalająca na przejścia między stanami o różnej parzystości. Tak więc, według tej interpretacji, dwufotonowym przejściem absorpcyjnym jest przejście ${}^1A_g \rightarrow {}^1B_{2u}$.

Szereg dalszych prac, podjętych w celu wyjaśnienia nagromadzonych wątpliwości [12]—[14], doprowadziło do następujących wniosków [15], [16], stanowiących obecny stan naszej wiedzy na temat dwufotonowej absorpcji promieniowania laserowego przez kryształ antracenu:

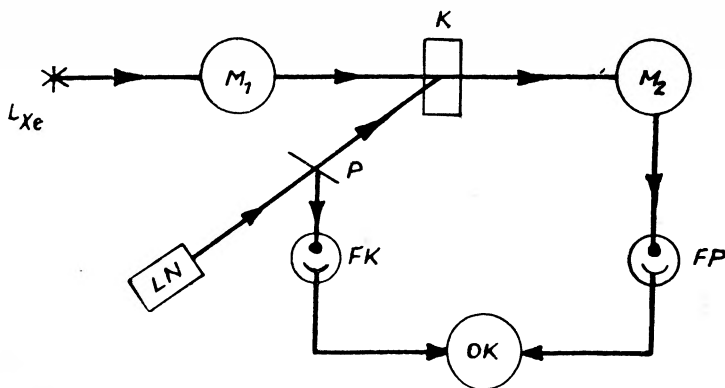
1) Niebieska fluorescencja antracenu posiada dwie składowe: krótkożyciową ($\tau \cong 30 \text{ nsek}$), za którą odpowiedzialna jest absorpcja dwufotonowa, i długo-

życiową ($\tau \cong 10$ msek), za którą odpowiedzialna jest jednofotonowa absorpcja linii interkombinacyjnej i anihilacja triplet-triplet.

2) Pominięcie członu $\frac{e^2}{2mc^2} \vec{A} \vec{A}$ w teorii Goeppert—Mayer jest pozorne. Oba typy absorpcji dwufotonowej dają wkład do niebieskiej fluorescencji antracenu, ale przejścia pochodzące od członu $\frac{e}{mc} \vec{A} \vec{p}$ są dominujące (co jest faktem doświadczalnym).

3) Te dominujące przejścia zachodzą do poziomu oscylacyjnego stanu ${}^1B_{2u}$ (posiadającego w wyniku złożenia elektronowej i oscylacyjnej funkcji falowej symetrię g). Pozwala to zachować regułę wyboru $g \leftrightarrow g$ bez postulowania istnienia stanu elektronowego o tej symetrii w okolicy 28800 cm^{-1} .

Ostatnio stworzona została nowa metoda badania przejść wielokwantowych, pozwalająca na uniknięcie konieczności poszukiwania obiektów badań o szerokich poziomach energetycznych. Okazało się mianowicie, że absorpcję dwufotonową można wzbudzić nie tylko za pomocą lasera, ale także za pomocą konwencjonalnej lampy błyskowej dużej mocy [17]. (Oznacza to, że źródło potrzebne do wzbudzenia absorpcji dwufotonowej nie musi emitować promieniowania spójnego ani monochromatycznego, a jedynie dostatecznie intensywne, mające odpowiedni skład widmowy i odpowiedni rozkład czasowy błysku.) Ponieważ widmo promieniowania emitowanego przez taką lampę jest szerokie, to istnieje możliwość uzyskania widma absorpcji dwufotonowej. Technikę realizującą tę możliwość nazwano „spektroskopią dwufotonową“ [18].



Rys. 4. Uproszczony schemat układu doświadczalnego do spektroskopii dwufotonowej kryształu antracenu [19]

Rys. 4 przedstawia schemat układu doświadczalnego do spektroskopii dwufotonowej kryształu antracenu [19]. Jest on podobny do układu z rys. 1, w którym odkryto absorpcję dwufotonową w antracenie. Różnica polega na tym, że obecnie kryształ wzbudzany jest za pomocą dwóch źródeł: ksenonowej lampy błyskowej dużej mocy L_{Xe} , której światło monochromatyzowane jest za pomocą monochromatora M_1 , oraz lasera neodymowego LN ($\nu_e = 9400 \text{ cm}^{-1}$).

Ponieważ źródła dobrane są w ten sposób, że kryształ jest przezroczysty dla każdego z nich (z tego względu laser rubinowy zastąpiony został neodymowym), to za miarę absorpcji dwufotonowej służy przepuszczalność kryształu dla światła lampy ksenonowej podczas błysku laserowego (absorpcja dwufotonowa angażuje w tym przypadku po jednym fotonie z każdego źródła). W układzie tym zdjęte zostało widmo absorpcji dwufotonowej kryształu antracenu od 26000 do 34000 cm^{-1} . Wyniki tego doświadczenia potwierdziły dotychczas zebrane wnioski.

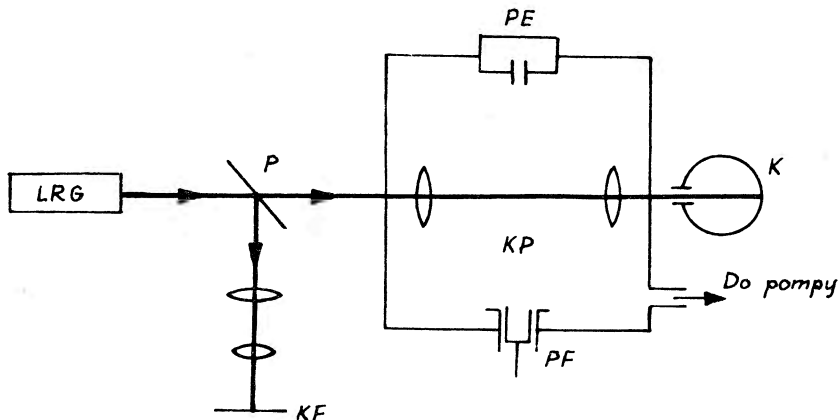
III. Wielofotonowa jonizacja atomów i cząsteczek

Jak już wspomniano we Wstępie, ze względu na konieczność pracy z obiektami o szerokich poziomach energetycznych, większość badań wielokwantowych procesów wymuszonych w atomach dotyczy ich wielofotonowej jonizacji.

Najobszerniejszą i najbardziej konsekwentną grupę badań jonizacji wielofotonowej stanowią prace wykonane w ZSRR (w Instytucie im. Lebediewa). Ich punktem wyjściowym jest praca teoretyczna Kiełdysza [20], dotycząca procesu jonizacji w zmiennym polu elektrycznym. Zastosowano tu podejście półklasyczne, wzorowane na danej przez Oppenheimera analizie efektu tunelowego. Stwierdzono, że efekt tunelowy i jonizacja wielofotonowa są przypadkami granicznymi procesu jonizacji w zmiennym polu elektrycznym: jeśli w ciągu okresu drgań pola elektron zdąży przejść przez barierę potencjału, to proces jonizacji ma charakter efektu tunelowego — jego prawdopodobieństwo zależy od natężenia pola elektrycznego eksponencjalnie; jeśli nie zdąży, to proces ma charakter jonizacji wielofotonowej — zależność jego prawdopodobieństwa od natężenia pola elektrycznego przyjmuje charakterystyczną dla procesów wielokwantowych postać potęgową: $W \sim F^k$, gdzie F -strumień fotonów, k -liczba fotonów angażowana w jednym akcie jonizacji.

Tak więc obserwacja jonizacji wielofotonowej zdeterminowana jest przez dwa czynniki: 1) częstość promieniowania elektromagnetycznego musi być większa od częstości krytycznej, rozdzielającej dwa wymienione przypadki graniczne — $\omega_{\text{opt}} > \omega_{\text{kr}}$; 2) natężenie wiązki musi być dostatecznie silne, aby detekcja procesu wielokwantowego była możliwa. Można oszacować, że $\omega_{\text{opt}} \sim 10^{15}$ Hz jest większa od ω_{kr} , będącej funkcją natężenia pola elektrycznego, dla $E < 10^8$ V/cm, oraz że dla detekcji procesu wielokwantowego potrzebne jest $E \gtrsim 10^7$ V/cm. Tak silne pole elektryczne o częstości optycznej osiągnąć można jedynie w skoncentrowanej wiązce lasera rubinowego lub neodymowego o impulsach gigantycznych.

Doświadczalna obserwacja jonizacji wielofotonowej dokonana została w 1965 r. dla atomu ksenonu i dwuatomowej cząsteczki wodoru [21], [22]. Dla Xe dokonano następnie [23] pewnych pomiarów ilościowych, pozwalających na częściowe sprawdzenie teorii. Ksenon został wybrany do tych doświadczeń ze względu na najmniejszą wartość potencjału jonizacji (równą 12, 13 eV). Zastosowany układ doświadczalny przedstawiony jest na rys. 5.



Rys. 5. Schemat układu doświadczalnego do obserwacji jonizacji wielofotonowej [23]

Jonizowany gaz znajduje się w komorze próżniowej KP , na środku której ogniskowane jest promieniowanie lasera rubinowego o impulsach gigantycznych LRG (energia kwantu 1,79 eV). Do pomiaru liczby wytworzonych jonów N_i służy puszka Faradaya PF i powielacz elektronowy PE . Do pomiaru liczby fotonów w błysku laserowym N_γ służy kalorymetr K . Część wiązki laserowej jest oddzielona za pomocą płytki szklanej P i fotografowana na kliszy fotograficznej KF .

Proste rozważania pokazują, że pomiędzy N_i a N_γ powinien zachodzić związek $N_i \sim N_\gamma^k$, a więc mierząc N_i i N_γ można wyznaczyć średnią liczbę fotonów k potrzebną do zjonizowania atomu. Wyznaczenie wielkości strumienia fotonów F i prawdopodobieństwa jonizacji wielofotonowej W jest nieco bardziej skomplikowane. Wiązka laserowa jest silnie niejednorodna, co ze względu na ostrą zależność W od F powoduje, że proces jonizacji zachodzi niejednorodnie. Dla wyznaczenia W i F konieczne jest dokonanie uśrednienia, a więc konieczna jest znajomość rozkładu przestrzennego i czasowego F . W celu wyznaczenia rozkładu przestrzennego wiązka jest fotografowana; rozkład czasowy wyznaczany jest fotoelektrycznie.

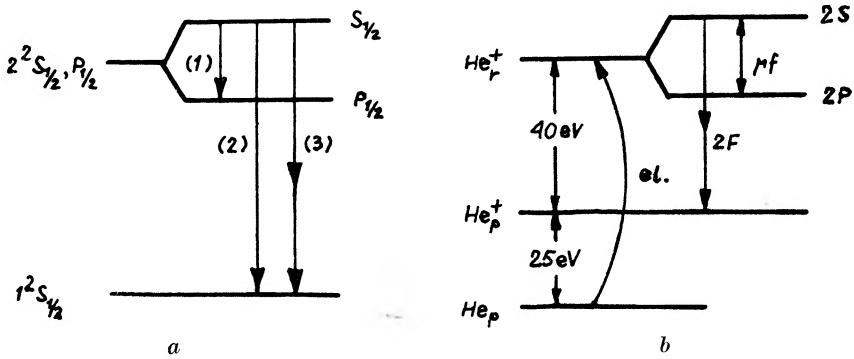
Otrzymana doświadczalnie wielkość średniej liczby fotonów, biorących udział w jednym akcie jonizacji wynosi $k_{\text{exp}} = 6,23$, podczas gdy należy oczekiwać wartości $k = 7$ (dopiero suma energii 7 kwantów promieniowania lasera rubinowego przewyższa potencjał jonizacji). Niezgodność ta pochodzi z faktu, że w silnym polu elektrycznym poziomy energetyczne rozmyte są przez efekt Starka. Dotyczy to szczególnie poziomów bliskich poziomowi jonizacji, co prowadzi do praktycznego obniżenia tego poziomu (prejonizacji). Wielkość doświadczalna tego obniżenia jest zgodna z oszacowaniem teoretycznym.

Otrzymana doświadczalnie wartość prawdopodobieństwa jonizacji wielofotonowej $W_{\text{exp}} \sim 10^5$ jonów/sek ($F_{\text{exp}} \sim 10^{35}$ fotonów/cm²·sek) jest zgodna z wartością teoretyczną otrzymaną przez Kiełdysza [20], a także z rachunkami Bebbi i Golda [24], którzy dokonali numerycznych wyliczeń prawdopodobie-

bieństw jonizacji wielofotonowej dla różnych atomów w funkcji energii kwantu światła. (Warto dodać, że praca Bebb'a i Golda doprowadziła do wniosku, że jonizacja wielofotonowa dostarcza elektronów inicjujących wyładowanie prowadzące do powstawania plazmy w silnych polach laserowych.)

IV. Dwufotonowa emisja spontaniczna

Dla obserwacji wielokwantowej emisji spontanicznej konieczne jest (ze względu na niezależność jej prawdopodobieństwa od gęstości energii promieniowania) znalezienie takiej sytuacji doświadczalnej, żeby przejście wielokwantowe było dominujące. Z sytuacją taką mamy do czynienia w przypadku atomów wodoropodobnych (patrz rys. 6a). Poziomem rezonansowym atomów wodoro-



Rys. 6. a — uproszczony schemat poziomów energetycznych atomów wodoropodobnych, b — uproszczony schemat poziomów energetycznych helu

podobnych jest poziom dubletowy $2^2S_{1/2}, P_{1/2}$, który jest nieznacznie rozszczepiony (rozszczepienie to nazywa się przesunięciem lambowskim). Stan $2^2S_{1/2}$, mający większą energię, jest stanem metatrwałym ($\tau \sim 10^{-3}$ sek). Metatrwałość tego stanu jest dobrze zbadana teoretycznie. Najbardziej prawdopodobne rodzaje przejść z tego stanu do stanów niższych są następujące (patrz rys. 6a):

(1) Przejście elektryczne dipolowe $2S \rightarrow 2P$. Prawdopodobieństwo tego przejścia jest bardzo małe ze względu na bardzo małą częstość przejścia ($W \sim \nu^3$).

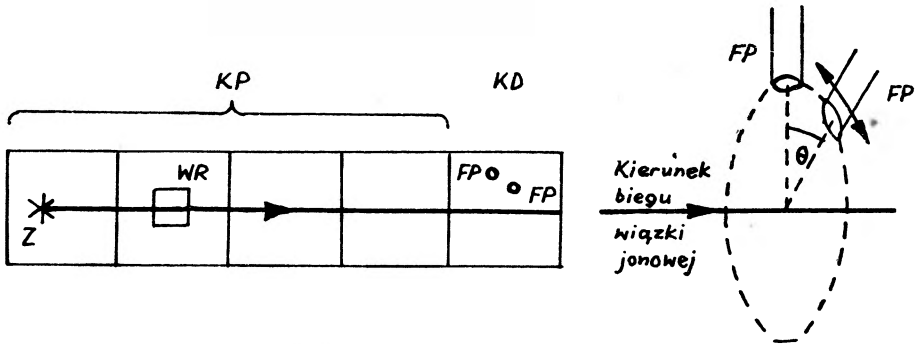
(2) Przejście magnetyczne dipolowe $2S \rightarrow 1S$. Prawdopodobieństwo tego przejścia jest tego samego rzędu co prawdopodobieństwo przejścia (1).

(3) Przejście dwukwantowe $2S \rightarrow 1S$. Prawdopodobieństwo tego przejścia jest $\sim 10^9$ razy większe niż prawdopodobieństwa przejść (1) i (2).

Bezpośrednia detekcja dwufotonowej emisji spontanicznej dokonana została w r. 1965 [25] w wiązce jonowej He^+ przez użycie techniki koincydencyjnej. Do doświadczeń wybrany został nie atom wodoru a jon helu, ponieważ prawdopodobieństwo emisji dwufotonowej jest dla jonu helu 64 razy większe niż dla

atomu wodoru ($W \sim Z^6$), oraz ponieważ w przypadku jonów znacznie prostsze jest ogniskowanie i kontrola wiązki.

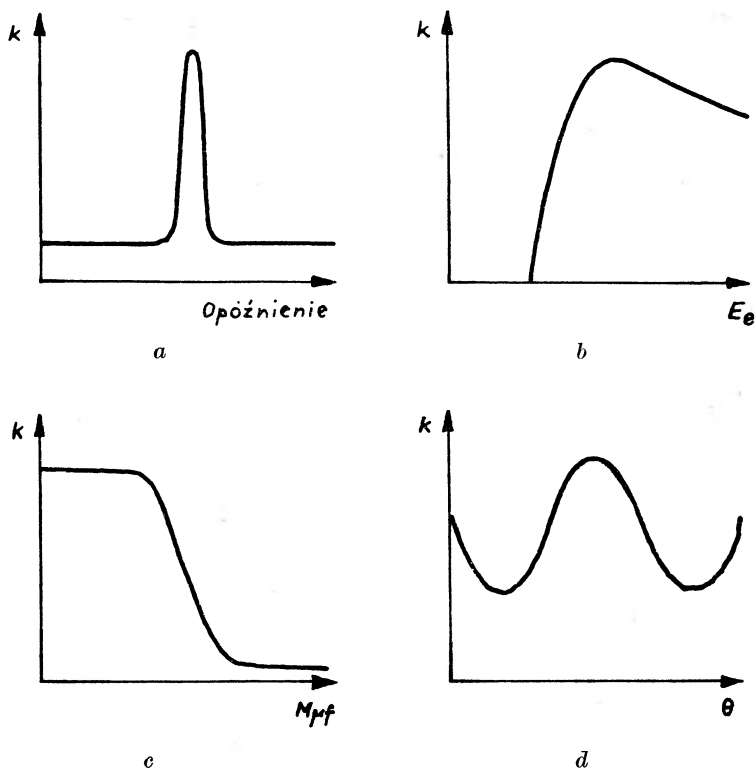
Schemat układu poziomów energetycznych helu przedstawiony jest na rys. 6b. Schemat układu doświadczalnego przedstawia rys. 7a. Jego charakter



Rys. 7. *a* — schemat układu doświadczalnego do detekcji dwufotonowej emisji spontanicznej ze stanu $2S$ He^+ [25], *b* — ustawienie fotopowielaczy

zdeteterminowany jest przez fakt, że fotony emisji dwufotonowej mają energię ~ 20 eV, co odpowiada długości fali ~ 600 Å, należącej do obszaru bardzo dalekiego ultrafioletu próżniowego. Wiązka jonów ze źródła Z biegnie przez szereg komórek KP , służących do redukcji ciśnienia. Ostatnią komorą jest komora detekcyjna KD , wewnątrz której znajdują się dwa fotopowielacze bezokienkowe FP , ustawione tak, jak pokazuje to rys. 7b. Jeden z nich jest ruchomy, co pozwala śledzić kąt pomiędzy kierunkami emisji obu fotonów θ niemal od 0 do 360° . Fotopowielacze połączone są z układem koincydencyjnym i analizatorem opóźnienia.

Wielkością mierzoną w tym doświadczeniu była liczba koincydencji czasowych k pomiędzy impulsami z obu fotopowielaczy. Stwierdzono, że zależność tej liczby od opóźnienia (tzn. od odstępów czasowego między impulsami) jest taka, jak na rys. 8a. Szerokość tej krzywej i położenie maksimum są niezależne od wszystkich parametrów doświadczenia (szerokość krzywej jest, jak stwierdzono, zdeteterminowana jedynie przez rozkład prędkości elektronów w układzie detekcyjnym). Wartość bezwzględna odstępów czasowych, przy którym występuje to maksimum, nie jest niestety znana. W celu sprawdzenia czy obserwowany efekt jest istotnie wynikiem emisji dwufotonowej ze stanu $2S$ dokonano pewnych pomiarów kontrolnych. 1) Zbadano zależność k od energii elektronów E_e przez zderzenia, z którymi otrzymywano jony helu. Otrzymana krzywa (rys. 8b) jest zgodna z przewidywaniami, gdyż posiada próg przy energii $E_e = 65$ eV, co odpowiada odstępowi energetycznemu pomiędzy stanem podstawowym atomu helu a stanami $2^2S_{1/2}$, $P_{1/2}$ jonu helu. 2) W jednej z komórek, przez które biegła wiązka jonowa, umieszczono wnękę rezonansową WR (patrz rys. 7a) o częstotliwości rezonansowej równej rozszczepieniu lambowskiemu He^+ 14 kHz.



Rys. 8. Zależność k od różnych parametrów doświadczalnych w doświadczeniu z dwufotonową emisją spontaniczną [25]

Przyłożenie tego pola mikrofalowego wymuszało przejścia pomiędzy stanami $2S$ i $2P$, co prowadzi do wygaszania jonów metatrwałych. Otrzymana zależność k od mocy tego pola $M_{\mu f}$ (rys. 8c) jest zgodna z oczekiwaniami. 3) Zbadano zależność k od kąta θ pomiędzy kierunkami emisji obu fotonów. Otrzymano (rys. 8d) zależność typu $f(\theta) \sim (1 + \cos^2 \theta)$. Pokazano, że takiej zależności należało oczekiwać. Na podstawie tych pomiarów stwierdzono, że dokonana została bezpośrednia detekcja dwufotonowej emisji spontanicznej ze stanu $2^2S_{1/2}$ jonu helu.

Ze względu na słabą znajomość wydajności katod fotonowielaczy niemożliwe było wyznaczenie prawdopodobieństwa tej emisji. Grube oszacowanie doświadczalne tej wielkości jest zgodne z wartością wynikającą z teorii. Zapowiedziano badanie rozkładu widmowego fotonów emisji dwufotonowej.

V. Uwagi końcowe

Bezpośrednia detekcja dwufotonowej emisji spontanicznej jest doświadczeniem bardzo interesującym, stanowiącym rozwiązanie starego problemu za pomocą nowoczesnej techniki doświadczalnej, niemniej należy sądzić, że jest

to praca o charakterze wyjątkowym (choć, być może, przy rozwinięciu tej techniki można będzie mierzyć prawdopodobieństwa przejść wielokwantowych w emisji spontanicznej nawet wtedy, gdy proces ten nie jest dominujący), której szersze zastosowanie nie wydaje się rzeczą szybką.

Badanie przejść wielokwantowych wymuszonych przez promieniowanie laserowe jest natomiast dziedziną o dużych możliwościach rozwojowych. Jej znaczenie dla spektroskopii polega na możliwości realizowania przejść zabronionych dla procesów jednokwantowych, co daje w szeregu przypadków możliwość zastąpienia pomiarów pośrednich bezpośrednimi. W ten sposób analiza struktury poziomów energetycznych przez badanie przejść jednokwantowych i wielokwantowych uzupełniają się wzajemnie (przy czym potencjalne możliwości tej ostatniej są chyba nawet większe). Szczególnie cenna wydaje się idea „spektroskopii dwufotonowej“, usuwająca konieczność ograniczenia się do przypadkowych koincydencji energetycznych, konieczność bardzo niewygodną z punktu widzenia szerokich zastosowań spektroskopowych.

Jonizacja wielofotonowa jest zjawiskiem słabo jeszcze zbadanym. Dla uzyskania lepszego obrazu sytuacji konieczne są pomiary dla innych atomów, innych częstości promieniowania, innych wartości strumienia fotonów. Niemniej już teraz widoczna jest możliwość badania w ten sposób modyfikacji potencjału jonizacji w silnym polu elektromagnetycznym o częstości optycznej.

Zanotujmy także, że doświadczalne badania optycznych przejść wielokwantowych wywierają działanie wymuszające w stosunku do badań teoretycznych oddziaływania promieniowania elektromagnetycznego z materią.

W dziedzinie jonizacji wielofotonowej i wielokwantowych przejść wymuszonych należy spodziewać się szeregu dalszych badań, m. in. w związku z rozwojem techniki laserowej, co dostarcza szerszego wachlarza natężeń i długości fal światła.

Zauważmy na zakończenie, że doświadczalne odkrycie optycznych przejść wielokwantowych, szybki rozwój badań i ich perspektywy rozwojowe zawdzięczamy (abstrahując od problemu dwufotonowej emisji spontanicznej, której odkrycie ma inne przyczyny) powstaniu i rozwojowi techniki laserowej, co stanowi jeszcze jedno świadectwo wielkich możliwości tej ostatniej.

Optical multiquantum transitions

Abstract: The paper contains a review of the experiments on the optical multiquantum transitions from their experimental discovery (1961) up to the present (1966). The studies of two-photon absorption in anthracene crystals, the experiments on multi-photon ionization and a direct detection of two-photon spontaneous emission are described in details. Some conclusions on the significance of these investigations and their evolutionary perspectives (with special consideration of their spectroscopical applications) are given.

Literatura

- [1] W. Kaiser, C. G. B. Garrett, *Phys. Rev. Letters*, **7**, 229 (1961).
- [2] I. D. Abella, *Phys. Rev. Letters*, **9**, 453 (1962).
- [3] M. Goepfert-Mayer, *Ann. Phys. (Germany)*, **9**, 273 (1931).

- [4] D. A. Kleinman, *Phys. Rev.*, **125**, 87 (1962).
- [5] S. Kielich, *Acta Phys. Polon.*, **30**, 393 (1966).
- [6] S. Singh, B. P. Stoicheff, *J. Chem. Phys.*, **38**, 2032 (1963).
- [7] W. L. Peticolas, J. P. Goldsborough, K. E. Rieckhoff, *Phys. Rev. Letters*, **10**, 43 (1963).
- [8] P. A. Franken, J. F. Ward, *Rev. Mod. Phys.*, **35**, 23 (1963).
- [9] R. G. Kepler, J. C. Caris, P. Avakian, E. Abramson, *Phys. Rev. Letters*, **10**, 400 (1963).
- [10] M. Iannuzzi, E. Polacco, *Phys. Rev. Letters*, **13**, 371 (1964).
- [11] M. Iannuzzi, E. Polacco, *Phys. Rev.*, **138**, A806 (1965).
- [12] W. L. Peticolas, K. E. Rieckhoff, *J. Chem. Phys.*, **39**, 1347 (1963).
- [13] P. Avakian, E. Abramson, R. G. Kepler, J. C. Caris, *J. Chem. Phys.*, **39**, 1127 (1963).
- [14] J. L. Hall, D. A. Jennings, R. M. Mc Clintock, *Phys. Rev. Letters*, **11**, 364 (1963).
- [15] S. Singh, W. J. Jones, W. Siebrand, B. P. Stoicheff, W. G. Schneider, *J. Chem. Phys.*, **42**, 330 (1965).
- [16] W. L. Peticolas, R. Norris, K. E. Rieckhoff, *J. Chem. Phys.*, **42**, 4164 (1965).
- [17] S. Z. Weisz, A. B. Zahlan, J. Gilreath, R. C. Jarnagin, M. Silver, *J. Chem. Phys.*, **41**, 3491 (1964).
- [18] J. J. Hopfield, J. M. Worlock, *Phys. Rev.*, **137**, A 1455 (1965).
- [19] D. Fröhlich, H. Mahr, *Phys. Rev. Letters*, **16**, 895 (1966).
- [20] L. W. Kiełdysz, *Ż. Eksper. Teor. Fiz.*, **47**, 1945 (1964).
- [21] G. S. Woronow, N. B. Diełonie, *Ż. Eksper. Teor. Fiz., Pisma*, **1**, 42 (1965).
- [22] G. S. Woronow, G. A. Diełonie, N. B. Diełonie, O. W. Kudriewatowa, *Ż. Eksper. Teor. Fiz., Pisma*, **2**, 8 (1965).
- [23] G. S. Woronow, N. B. Diełonie, *Ż. Eksper. Teor. Fiz.*, **50**, 78 (1966).
- [24] B. Bebb, A. Gold, *Phys. Rev.*, **143**, 1 (1966).
- [25] M. Lipeles, R. Novick, N. Tolk, *Phys. Rev. Letters*, **15**, 690 (1965).

Kazimierz Sobczyk

Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN
Warszawa

Rozpraszanie fal na powierzchniach nierównych. Część II. Zagadnienia probabilistyczne *

1. Uwagi wstępne

W badaniu rozpraszania fal jak i przy analizie innych zjawisk fizycznych przyjęcie modelu deterministycznego nie zawsze dobrze odpowiada rzeczywistości.

Zjawiska propagacji (i rozpraszania) fal są opisane przez równania różniczkowe cząstkowe lub zagadnienia graniczne dla takich równań. W zagadnieniach tych zawsze występują pewne elementy (np. współczynniki, warunki graniczne itp.), które na skutek błędów w pomiarach lub fluktuacji w zjawisku nie mogą być wyrażone przez jedną ściśle określoną funkcję $f(A)$, lecz przez zespół funkcji $f_{\omega}(A)$. Co więcej, nie jesteśmy w stanie przewidzieć, które z tych funkcji urzeczywistnią się w doświadczeniu, możemy tylko powiedzieć, które z nich są częściej obserwowane, a które rzadziej. W większości zjawisk realnych funkcja $f(A)$ powinna być zastąpiona funkcją losową $f_{\omega}(A)$, gdzie ω należy do tzw. zbioru zdarzeń elementarnych.

Na przykład w równaniu propagacji dźwięku występuje gęstość ośrodka, w równaniach Maxwella pola elektromagnetycznego występują wielkości charakteryzujące ośrodek (np. stała dielektryczna, przenikalność magnetyczna), w równaniach teorii sprężystości ważną rolę odgrywa moduł sprężystości. Wartość tych współczynników jest w każdym przypadku określona przez pomiary i używana jest wartość przeciętna tych doświadczalnie otrzymanych wartości. Przy takiej procedurze pomija się jednak przypadkowe rozproszenie wokół wartości przeciętnej. Oprócz tego istnieją ośrodki, które ze względu na ich fizyczną naturę powinny być rozważane jako ośrodki statystycznie niejednorodne. Parametry takich ośrodków (np. gęstość, „stała“ dielektryczna itp.) mogą być opisane tylko przez funkcje losowe. Sytuacja z warunkami granicznymi jest analogiczna.

* Część I artykułu K. Sobczyka ukazała się w *Postęпах Fizyki* **18**, 1 (1967).

Przy rozważaniu zagadnień rozpraszania fal oprócz wyżej wymienionych elementów występuje jeszcze inny i przy tym podstawowy element — powierzchnia rozpraszająca.

Powierzchnie, dla których należy określić pole rozproszone, są najczęściej takie (powierzchnia morza, warstwy w atmosferze, powierzchnia metali), że nie można ich określić *explicite*. W praktyce mogą być one opisane tylko przez ich własności statystyczne. Tak więc i tu model deterministyczny jest niewystarczający. Bardziej zbliżony do rzeczywistości jest stochastyczny model powierzchni.

Wprowadzenie metod probabilistycznych do teorii propagacji fal pozwala uzupełnić rezultaty otrzymane w schemacie deterministycznym, a ponadto dostarcza pewnych jakościowych informacji o badanym zjawisku. Czyni to z nich bardzo adekwatny sposób badania.

Zagadnienia probabilistyczne wynikające przy badaniu zjawisk falowych można podzielić na dwie grupy: zagadnienia związane z propagacją fal w ośrodkach statystycznie niejednorodnych oraz zagadnienia związane z rozpraszaniem fal na różnych powierzchniach.

Zagadnienia grupy pierwszej nie są przedmiotem tego artykułu. Nadmienimy tylko, że ich badanie prowadzi do równań różniczkowych stochastycznych¹, analogicznych (formalnie!) w swej postaci do równań opisujących propagację fal w ośrodkach niejednorodnych — regularnie (np. [1], [2]) z tą różnicą, że w miejscu dokładnych funkcji opisujących własności ośrodka występują funkcje losowe. Ze względu na duże trudności matematyczne zagadnienia te są mało rozpracowane. Jedynie w przypadku fal akustycznych można mówić o pewnym zaawansowaniu badań, o czym może świadczyć np. monografia Czernowa [2].

Wśród zagadnień grupy drugiej najważniejsze są: rozpraszanie fal na powierzchniach wyznaczonych deterministycznie, przy czym warunki brzegowe są stochastyczne, oraz rozpraszanie fal na powierzchniach określonych stochastycznie.

Tutaj omówimy zagadnienie rozpraszania fal na powierzchniach określonych stochastycznie.

2. Rozpraszanie fal na powierzchniach określonych stochastycznie

Zagadnienie rozpraszania fal na powierzchniach określonych stochastycznie jest w swej treści bardzo bogate. Jest to związane zarówno z dużą ilością różnych możliwych modeli powierzchni losowych, jak i z tym, że ilość interesujących z fizycznego punktu widzenia własności statystycznych pola rozproszonego jest bardzo duża.

Stochastyczny opis powierzchni może być bardzo różnorodny. Można rozważać powierzchnie opisane przez funkcje losowe, powierzchnie płaskie z przypadkowym rozmieszczeniem na nich różnych obiektów, powierzchnie określone przez

¹ Porównaj np. K. Sobczyk, *Stochastyczne równania różniczkowe*. Rozdz. XXXIX w „Poradniku Inżyniera“, tom „Matematyka“. Warszawa WNT (w druku).

statystyczny rozkład nierówności lub przez statystyczny rozkład promienia krzywizny itp. Metody rozważań są na ogół ściśle związane z przyjętym modelem.

Po określeniu powierzchni następuje zagadnienie podstawowe — zbadanie rozpraszania fali padającej na taką powierzchnię. Ogólnie, zagadnienie rozpraszania fali na powierzchni określonej stochastycznie można sformułować następująco:

Znając rodzaj i kierunek fali padającej oraz własności statystyczne powierzchni należy określić charakterystyki probabilistyczne pola rozproszonego.

Wyrażenie „charakterystyki probabilistyczne pola rozproszonego“ jest jednak bardzo ogólne i w każdym przypadku należy je dokładnie sprecyzować. Do charakterystyk probabilistycznych pola rozproszonego można np. zaliczyć: wartość przeciętną potencjału pola, średni kwadrat potencjału (intensywność pola), fluktuacje intensywności, rozkład prawdopodobieństwa pola rozproszonego, wreszcie charakterystyki fluktuacji amplitudy i fazy, korelację między fluktuacjami amplitudy (lub fazy) w różnych punktach, zależność promienia korelacji pola rozproszonego od promienia korelacji powierzchni itp.

Wyznaczenie wszystkich interesujących praktycznie charakterystyk probabilistycznych jest zagadnieniem trudnym i zależy od tego, jakie informacje posiadamy o powierzchni rozpraszającej. Toteż poszczególni autorzy stawiają sobie zwykle za cel wyznaczenie tylko pewnych określonych własności statystycznych pola rozproszonego, przy czym osiągnięcie celu jest związane ponadto z pewną ilością założeń upraszczających.

Rozpraszanie fal akustycznych i elektromagnetycznych na powierzchniach określonych stochastycznie było badane przez wielu autorów przy zastosowaniu różnych metod i zagadnienie to posiada w chwili obecnej obszerną literaturę. Scharakteryzujemy tutaj krótko najważniejsze rezultaty.

Pewne elementy rozważań statystycznych związanych z rozpraszaniem fal spotykamy już w pracach Mandelstama [I—9] oraz Andronowa i Leontowicza [I—12], odgrywają one tam jednak rolę drugorzędą. W 1948 roku Antokolski [I—18] rozważał rozpraszanie fali dźwiękowej na powierzchni określonej stochastycznie z dużymi (w porównaniu z długością fali padającej) nierównościami, badał jednak pole rozproszone tylko w kierunku odbicia zwierciadlanego.

Pierwszą, jak wydaje się, pracą o większym znaczeniu była praca Rice'a [3]. Autor rozważa w niej rozpraszanie płaskiej fali elektromagnetycznej na powierzchni $z = f(x, y)$ przy założeniu, że odchylenia powierzchni od płaszczyzny $z = 0$ oraz kąty nachylenia powierzchni są małe. Funkcję opisującą powierzchnię Rice przedstawia w postaci podwójnego szeregu Fouriera o współczynnikach przypadkowych. Pole rozproszone określa metodą analogiczną do metody Rayleigha (składowe pola są określone przez szeregi, których współczynniki znajduje się ze spełnienia warunków brzegowych na powierzchni).

Autor dyskutuje dwa przypadki: przypadek polaryzacji poziomej (wektor \vec{E} fali padającej jest równoległy do płaszczyzny xy) oraz przypadek polary-

zacji pionowej (wektor \vec{H} jest równoległy do płaszczyzny xy). Wartość przeciętną współczynników odbicia Rice wyraża przez funkcję widmową powierzchni (co jest, jak wiadomo, równoważne wyrażeniu przez funkcję korelacyjną powierzchni).

Rozpraszanie fal akustycznych i elektromagnetycznych na powierzchni z dużymi przypadkowymi nierównościami badał Isakowicz we wspomnianej już w części I pracy [I—23] w oparciu o metodę Kirchhoffa. Isakowicz przyjmuje, że powierzchnia jest absolutnie odbijająca (w przypadku elektromagnetycznym doskonale przewodząca) i jest opisana przez funkcję losową $z = \xi(x, y)$, której wartości fluktuują wokół płaszczyzny $z = 0$. Przedstawiając potencjał fali rozproszonej akustycznej w postaci całki Greena (wzór I—(7)) i przyjmując dla pola na powierzchni wyrażenia I—(9) otrzymał Isakowicz po przekształceniach następujące wyrażenie dla tego potencjału:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi R_0} \frac{q^2}{q_z} \iint e^{iqr} dx dy, \quad (1)$$

gdzie: R_0 oznacza odległość punktu obserwacji od początku układu współrzędnych, $\vec{q} = \vec{k} - \vec{\kappa}$ ($\vec{\kappa}$ — wektor skierowany w kierunku punktu obserwacji i równy co do modułu \vec{k}). Zaletą przedstawienia (1) ze względu na znajdowanie pewnych charakterystyk średnich jest to, że postać powierzchni występuje nie w obszarze całkowania, lecz w wykładniku czynnika eksponencjalnego.

Uśredniając wyrażenie (1) po zespole realizacji otrzymuje się potencjał średni

$$\bar{\varphi} = \frac{1}{4\pi R_0} \frac{q^2}{q_z} \iint \overline{e^{iqr}} dx dy = \frac{1}{4\pi R_0} \frac{q^2}{q_z} \iint e^{i(q_x x + q_y y)} \overline{e^{iq_z \xi}} dx dy. \quad (2)$$

Z rachunku prawdopodobieństwa wiadomo, że

$$\overline{e^{iq_z \xi}} = \int e^{iq_z \xi} W(\xi) d\xi = p(q_z), \quad (3)$$

gdzie $W(\xi)$ jest gęstością prawdopodobieństwa zmiennej losowej ξ . Ponieważ funkcja charakterystyczna $p(q_z)$ nie zależy od współrzędnych, może być wniesiona poza znak całki.

Oznaczając

$$\varphi_0 = \frac{1}{4\pi R_0} \frac{q^2}{q_z} \iint e^{i(q_x x + q_y y)} dx dy \quad (4)$$

otrzymujemy

$$\bar{\varphi} = \varphi_0 \cdot p(q_z). \quad (5)$$

Tak więc średnia wartość potencjału została wyrażona przez funkcję charakterystyczną odpowiadającą jednowymiarowej gęstości prawdopodobieństwa $W(\xi)$ funkcji losowej opisującej powierzchnię. W badaniu rozpraszania fal największą korzyść przedstawiają wyrażenia dla średniej intensywności pola (średniego kwadratu potencjału) i fluktuacji intensywności. Średnia intensywność pola rozproszonego dla powierzchni o jednowymiarowej nierów-

ności i przy założeniu, że promień korelacji powierzchni jest mały w porównaniu z wymiarami powierzchni wyraża się następująco:

$$\overline{\varphi\varphi^*} = \frac{1}{16\pi^2 R_0^2 q_z^2} \iint e^{iq_z(x-x_1)} e^{iq_z(\xi-\xi_1)} dx dx_1, \quad (6)$$

gdzie $\xi = \xi(x)$, $\xi_1 = \xi(x_1)$ oraz

$$\overline{e^{iq_z(\xi-\xi_1)}} = \iint e^{iq_z(\xi-\xi_1)} W(\xi, \xi_1) d\xi d\xi_1 = p(q_z, -q_z). \quad (7)$$

W powyższym wyrażeniu $W(\xi, \xi_1)$ oznacza gęstość prawdopodobieństwa dwuwymiarowej zmiennej losowej (ξ, ξ_1) .

Podobne rezultaty zostały otrzymane w pracach Eckarta [4], Amenta [5], Daviesa [6] oraz Feinsteina [7], przy czym Eckart i Feinstein rozpatrują powierzchnię losową zależną nie tylko od zmiennych przestrzennych, ale także od czasu.

Badaniu rozpraszania fal elektromagnetycznych na powierzchni losowej metodą opartą na przybliżeniu Kirchhoffa jest poświęcona również praca Hoffmana [8]. Idea pracy i jej cel odpowiadają pracy Isakowicza, jednak rozważania Hoffmana są prowadzone konsekwentnie w języku teorii funkcji losowych.

W pracy [9] autorzy badają rozpraszanie fal elektromagnetycznych na powierzchni losowej $z = f(x, y)$ stosując metodę małych zaburzeń (przenoszenie warunków brzegowych na płaszczyznę średnią). Praca [10] jest interesująca z tego względu, że autor wyprowadza warunki brzegowe dla średniego pola na powierzchni losowej z losową impedancją. Najpierw jest rozpatrywany przypadek fali dźwiękowej. W myśl metody Kirchhoffa warunek dla pola φ na powierzchni można zapisać w postaci

$$\frac{\partial\varphi}{\partial z} = -ik\eta\varphi, \quad (8)$$

gdzie η jest impedancją powierzchni, $k = \omega/c$. Zależność od czasu wyraża się czynnikiem $e^{-i\omega t}$. Jeżeli przyjąć, że $\eta = \xi + \alpha$, gdzie $\xi = \bar{\eta}$, i że $\varphi = \bar{\varphi} + \varphi'$, to

$$\frac{\partial\bar{\varphi}}{\partial z} = -ik(\xi\bar{\varphi} + \overline{\alpha\varphi'}). \quad (9)$$

Ze wzorów (8) i (9) po pominięciu członów $\alpha\varphi'$ i $\xi\varphi'$ otrzymujemy

$$\frac{\partial\varphi'}{\partial z} = -ik\alpha\bar{\varphi}. \quad (10)$$

Wyrażając φ' przez $\bar{\varphi}$ i podstawiając do (9) otrzymuje się warunek graniczny dla $\bar{\varphi}$. Aby wyrazić φ' przez $\bar{\varphi}$, korzysta się z (10) oraz ze wzoru Kirchhoffa, przy czym funkcję Greena wybiera się tak, aby jej pochodna normalna zniknęła na powierzchni średniej. Warunek brzegowy dla $\bar{\varphi}$ ma po przekształceniach postać:

$$\frac{\partial\bar{\varphi}}{\partial z} = -ik(\xi\bar{\varphi} + \frac{ik}{4\pi} \int \bar{a}^2 U(r, r') G(r, r') \bar{\varphi}(r') dS, \quad (11)$$

gdzie

$$U(r, r') = \frac{\overline{\alpha(r)\alpha(r')}}{a^2},$$

zaś $G(r, r')$ jest funkcją Greena.

Łatwo zauważyć, że warunek brzegowy (11) jest nielokalny. Wartość $\partial\bar{\varphi}/\partial z$ zależy od wartości, jakie $\bar{\varphi}$ przyjmuje w pewnym obszarze o środku w punkcie r , którego liniowe wymiary są rzędu ρ , gdzie ρ jest promieniem korelacji między $\alpha(r)$ a $\alpha(r')$. Jeżeli promień korelacji losowej impedancji jest dużo mniejszy niż promień krzywizny powierzchni, to podstawowy obszar całkowania jest płaski i G jest funkcją Greena dla płaszczyzny.

Bass rozważa przypadki, w których warunek brzegowy (11) przechodzi w lokalny. Otrzymane w tej pracy relacje zostały wykorzystane w [11] do badania rozpraszania fal.

Z ostatnich osiągnięć w omawianej tu dziedzinie należy wymienić prace Gulina [12, 13, 14, 15]. Dotyczą one rozpraszania sferycznych fal dźwiękowych na powierzchniach losowych. Autor w oparciu o metodę Kirchhoffa i badania Czernowa [2] dotyczące fluktuacji amplitudy i fazy przy rozprzestrzenianiu się fal w ośrodkach statystycznie niejednorodnych rozpatruje analogiczne zagadnienia dla pola falowego rozproszonego na powierzchni losowej. W pracy [14] autorzy podają wyniki doświadczalnych badań fluktuacji amplitudy sygnałów dźwiękowych rozproszonych na falującej powierzchni morza. Na podstawie pomiarów obliczono współczynnik wariacji amplitudy i czasowe współczynniki korelacji fluktuacji amplitudy sygnałów odbitych przy różnym stanie powierzchni morza.

Wymienione dotychczas prace są, jak się wydaje, najważniejsze z tych rozważań, w których bada się rozpraszanie fal na takich powierzchniach określonych stochastycznie, które są opisane przez funkcję losową. Model powierzchni opisanej przez funkcję losową jest najogólniejszy, istnieją jednak badania związane z pewnymi szczególnymi modelami powierzchni określonych stochastycznie.

Twersky [I—30, I—31, I—32] badał rozproszenie fal akustycznych i elektromagnetycznych na powierzchni nierównej utworzonej przez regularnie i przypadkowo rozłożone „występy“ (ang. *bosses*) na płaszczyźnie, przy czym odległość między krawędziami występow powinna być duża w porównaniu z ich rozmiarami.

Inny dość interesujący model wprowadził Beckmann [16]. Rozważa on powierzchnię składającą się z płaskich elementów o przypadkowym nachyleniu, przy czym istotne są u niego dwa założenia:

1) każdy element odbija falę padającą z fresnelowskim współczynnikiem odbicia tylko w kierunku zwierciadlanym, co jest dobrym przybliżeniem, jeżeli ścianki są duże w porównaniu z długością fali padającej;

2) elementarne fale odbite w tym samym kierunku (patrz ścianki o takim samym nachyleniu) są sumowane i rezultat określa pole w danym kierunku.

Taką powierzchnię składającą się z przypadkowo nachylonych elementów płaskich opisuje Beckmann za pomocą łańcucha Markowa, a więc przez pewną macierz stochastyczną (macierz prawdopodobieństwa przejść).

Model Beckmanna został uogólniony (w pewnym sensie) przez Du Castel i Spizzichino [17], którzy rozważają rozproszenie fali na powierzchni dwuwymiarowej określonej przez statystyczny rozkład promienia krzywizny, który zmienia się w sposób ciągły.

Omówione wyżej badania dotyczą rozpraszania fal akustycznych i elektromagnetycznych na powierzchniach określonych stochastycznie.

Zagadnienie rozpraszania fal sprężystych na powierzchniach określonych stochastycznie jest w chwili obecnej mało rozpracowane. Pewne rezultaty w tej dziedzinie zostały otrzymane przez autora niniejszego artykułu w pracach [18] i [19]. W pracy [18] jest rozważane zagadnienie rozpraszania płaskich fal sprężystych padających na powierzchnię losową wolną od naprężeń, w pracy [19] zaś jest badany problem rozpraszania fal Rayleigha na powierzchni losowej. W obu pracach zakłada się, że nierówności powierzchni są małe w porównaniu z długością fali padającej (w pracy [19] — fali Rayleigha) a rozważania są prowadzone w ramach teorii korelacyjnej funkcji losowych.

Scattering of waves by rough surfaces. Part II

Abstract: This is review article. The basic methods and the most important results concerning the phenomenon of wave scattering on uneven surfaces are discussed.

Part I deals with the studies of scattering of sound, electromagnetic and elastic waves by rough surfaces designated deterministically.

Part II concerns the probabilistic methods in the theory of wave propagation. The basic results obtained at wave scattering by stochastically defined surfaces are given.

Literatura

- [1] L. M. Brechowskich, *Wolny w słoistych sriedach*, Izd. AN ZSRR, Moskwa 1957.
- [2] L. A. Czernow, *Rasprostranienije woln w sriedie so sluczajnymi nieodnorodnostiami*, Izd. AN ZSRR, Moskwa 1958.
- [3] S. O. Rice, *Comm. Pure Appl. Math.*, **4**, 351 (1951).
- [4] C. Eckart, *J. Acoust. Soc. Amer.* **25**, 566 (1953).
- [5] W. S. Ament, *Proc. IRE*, **41**, 142 (1953).
- [6] H. Davies, *Proc. IEE*, **102**, 148 (1955).
- [7] J. Feinstein, *Trans. IRE*, **AP-2**, 23 (1954).
- [8] W. C. Hoffman, *Quart. Appl. Math.*, **13**, 291 (1955).
- [9] F. G. Bass, W. G. Boczarow, *Radiotiechnika i Elektronika*, **3**, 577 (1958).
- [10] F. G. Bass, *Izw. Wysszich Zawiedienij, Radiofizika*, **3**, 72 (1960).
- [11] F. G. Bass, *Izw. Wysszich Zawiedienij, Radiofizika*, **4**, 476 (1961).
- [12] E. L. Gulin, *Akust. Zh.* **8**, 2 (1962).
- [13] E. L. Gulin, *Akust. Zh.* **8**, 3 (1962).
- [14] E. L. Gulin, U. K. Malszew, *Akust. Zh.* **8**, 3 (1962).
- [15] E. L. Gulin, *Akust. Zh.* **8**, 4 (1962).
- [16] P. Beckman, *Acta Tech. CSAV*, **2**, 311 (1957).
- [17] F. Du Castel, A. Spizzichino, *Ann. Télécomm.* **14**, 33 (1959).
- [18] K. Sobczyk, *Proc. Vibration Problems*, **6**, 1 (1965).
- [19] K. Sobczyk, *Proc. Vibration Problems*, **7**, 4 (1966).

Leonard J. Schiff

Uniwersytet w Stanford
Kalifornia

Kilka uwag o nauczaniu audytoryjnym *

Czuję się niezmiernie zaszczycony przyznaniem mi na ten rok medalu Oersteda i naprawdę dumny z tego, że włączono mnie do tej wybranej grupy nauczycieli fizyki. Serię nadań tego odznaczenia zapoczątkowano 30 lat temu. Właśnie wtedy, będąc absolwentem Instytutu Technologicznego stanu Massachusetts, zdobywałem pierwsze doświadczenia jako nauczyciel w szkole. Od tego czasu w życiu moim, jak w życiu wielu fizyków, stale przeplatały się zajęcia dydaktyczne na przemian z pracą naukową i administracyjną. Taki tryb pracy datuje się przynajmniej od czasów Oersteda. Osiągnięcia Oersteda w tych wszystkich kierunkach zostały krótko przedstawione na początku pięknego i pouczającego eseju biograficznego, który kilka lat temu napisał o nim profesor Nielsen: „Oersted jest znany w świecie jako odkrywca elektromagnetyzmu. W Danii, z nie mniejszą wdzięcznością wspomina się o nim jako o wielkim nauczycielu i wykładowcy fizyki, a także jako o założycielu Królewskiej Akademii Technicznej i innych instytucji, które przyczyniły się do wzrostu oświaty i dobrobytu kraju. Wielkość Oersteda polegała na tym, że zainteresowania jego obejmowały wszystkie dziedziny kultury ludzkiej. Był tak samo humanistą jak i przedstawicielem nauk ścisłych“. Jak Nielsen podkreślił, wkład Oersteda w zagadnienia nauczania znacznie przewyższa jego sławne odkrycie związku między elektrycznością i magnetyzmem, którego zresztą pierwszy krok został zrobiony w czasie wykładu dla zaawansowanych studentów. Zajmował się nauczaniem w szkołach wszystkich stopni, interesowały go również zastosowania fizyki do celów praktycznych. Trwające przez szereg lat wysiłki organizacyjne zostały uwieńczone otwarciem Królewskiego Instytutu Technologicznego. Równocześnie prowadził on dalej badania w dziedzinie elektromagnetyzmu i chemii, otrzymując po raz pierwszy metaliczny glin. Sam był zdania, że zajmowanie się na zmianę pracą badawczą i nauczycielską jest bardzo korzystne.

Nauczanie prowadzi się obecnie różnymi metodami i na wielu poziomach. W fizyce obejmuje ono ciąg od szkoły podstawowej po studia doktoranckie i rozciąga się dalej na samokształcenie pod kierunkiem kolegów. Większość z nas znajdujących się tu na sali miała styczność raczej z nauczaniem w szkolnictwie średnim oraz na pierwszych latach studiów wyższych. Dlatego będę mówił głównie z tego punktu widzenia. Za najbardziej rzucającą się w oczy zmianę, jaką

* Przemówienie wygłoszone przez profesora Uniwersytetu w Stanford, Leonarda Schiffa z okazji nadania mu na rok 1966 medalu Oersteda. Odznaczenie to nadawane jest corocznie przez *AAPT* (Amerykański Związek Nauczycieli Fizyki) za wybitne osiągnięcia w dziedzinie nauczania i zasługi w dziedzinie organizacji szkolnictwa. Prof. Schiff otrzymał to odznaczenie głównie za znakomity podręcznik pt. *Quantum Mechanics*, znany też w tłumaczeniach na wiele obcych języków. Tłumaczenia dokonano za zgodą Wydawcy z czasopisma *American Journal of Physics* 34, 454 (1966).

obserwuję po drugiej wojnie światowej, uważam wzrost liczby studiujących. Klasy wyższe w Stanford są pięć- do dziesięciokrotnie liczniejsze niż w latach czterdziestych, a liczba kandydatów na I rok studiów wzrosła wielokrotnie, choć ta sytuacja nie jest tak tragiczna. Nie sądzę, by to zwiększenie liczebności klas było konieczne zle, jak się to często uważa. Może to nawet pomagać na kursach elementarnych, gdzie dokonanie kosztownych nakładów na pomocniczy sprzęt do demonstracji staje się przez to bardziej realne. Według mnie najważniejszą rzeczą w nauczaniu jest utrzymywanie obustronnego kontaktu między uczniem i nauczycielem. W takim wypadku nauczyciel może starać się przystosować swój wykład tak, by stał się bardziej zrozumiały dla studenta. Ale obie strony muszą pamiętać o tym, że uczeń sam musi dojść do zrozumienia wykładu. Wykład nauczyciela może go tylko do tego zachęcić, ale dać mu tego nie może. Zachęta taka jest wtedy najskuteczniejsza, gdy uczniowi damy sposobność odpowiadania na pytania wykładowcy, z czego możemy wywnioskować czy go zrozumiał, lub pozwalamy mu się pytać, gdy czego nie rozumie. Są studenci, którzy nigdy nie odpowiadzą, choćby klasa liczyła 10 osób, ale od niektórych studentów można otrzymać odpowiedź nawet w klasie liczącej 100 osób. Istnieje oczywiście maksymalna liczba słuchaczy w audytorium, powyżej której ten obustronny kontakt się psuje. Liczba ta może wynosić 50 dla jednego wykładowcy, a na przykład 500 dla innego. Wytwarza się wtedy brak sprzężenia zwrotnego między studentem i wykładowcą, co stanowi najpoważniejszy zarzut w stosunku do nauczania przez telewizję. Telewizji użyto z powodzeniem do umożliwienia obserwacji zjawisk odbywających się w małej skali. Ponieważ jednak jest związana z izolacją nauczyciela od swojego audytorium, powinno się jej używać jedynie po wnikliwym rozpatrzeniu możliwości zastosowania innych metod.

Duże audytoria nie są nowością. Oersted miewał z powodzeniem wykłady do 200 studentów, a znamy wiele innych godnych uwagi przykładów od tego czasu. Profesor Uhlenbeck przemawiając jako medalista 10 lat temu, bardzo żywo opisał stosunek nauczyciela do studenta, jaki cechował Pawła Ehrenfesta w jego osobistych kontaktach ze słuchaczami. Gdy Uhlenbeck to mówił, Ehrenfest był również szeroko znany i podziwiany jako wykładowca szkolny. Arnold Sommerfeld, przy analogicznej okazji siedem lat wcześniej, wspominał jak podczas wycieczek narciarskich przyjmował swoich doktorantów w schroniskach i tam z nimi pracował. Ale powiedział również: „Oprócz moich wybranych, obsługiwałem również resztę naszych studentów. Robiłem to na sześciomiesięcznym kursie, który zaczynał się od mechaniki, a kończył się na równaniach różniczkowych fizyki“. Opinie o Sommerfeldzie jako wielkim nauczycielu opierają się przynajmniej w tym samym stopniu na ocenie jego wykładów, co na zdaniu wielu starszych fizyków, którzy byli jego doktorantami.

Co zatem robić, by być dobrym nauczycielem. Interesującą wskazówkę dał nam pod tym względem profesor Nielsen, który opowiada, jak Oersted jako młody student w Paryżu „chodził na wykłady i robił szczegółowe notatki nie tylko o ich treści, ale i formie“. Cytuje Oersteda, który pisze tak: „Uczę się tu codziennie dużo o sztuce wykładania: od Charlesa o sposobach, w jaki wykład powinien być wygłoszony, od Vauquelina jak nie powinien być wygłoszony... Uświadomiłem sobie jak mało posiadałem w tym przedmiocie wiadomości lub raczej, że nie prawie nie wiedziałem o sztuce wykładania. Spodziewam się jednak, że po ukończeniu tego przeszkolenia stanę się mądrzejszy“.

Zdaje się, że wielu z nas postępuje podobnie jak Oersted. Że swą sprawność jako wykładowca uczy się oceniać na podstawie wnikliwej obserwacji innych wykładowców, swoich dawniejszych nauczycieli oraz obecnych kolegów. Jest jednak kilka charakterystycznych cech, bez których, jak się zdaje, dobry wykład nie jest możliwy. Z tych trzy, które wydają mi się najistotniejsze, zostały doskonale przedstawione przez profesora Kirkpatricka w przemówieniu przedstawiającym Sommerfelda do medalu Oersteda. Zacytował tam szereg uwag wybranych z wielkiej liczby listów, jakie otrzymał od dawnych studentów Sommerfelda w związku z przygotowaniem swego wystąpienia. Profesor Eckart napisał tak: „Nigdy nie słyszałem go przemawiającego ironicznie; użycie tego chwytu słabego nauczyciela, za pomocą którego z braku wiadomości u studentów czyni się tło dla „erudycji“ nauczyciela, jest tak obce naturze

Sommerfelda, że byłby prawdopodobnie zaszokowany faktem, że się w ogóle o tym mówi“. Unikanie złośliwych uwag jest bez względu na okoliczności absolutnie konieczne. Ta zasługująca na pogardę taktyka działa destrukcyjnie na kontakt między nauczycielem i studentem i dlatego jest antytezą dobrego wykładania.

Drugi mój cytat pochodzi od profesora Morse'a: „Charakterystyczna cecha Sommerfelda, która zawsze wprawiała mnie w podziw, to gotowość do przyznawania się do swojej niewiedzy“. Jest jasne, że nikt nie może wiedzieć wszystkiego. Niemal w każdej klasie wybijający się student może zadać pytanie, na które nawet dobrze przygotowany nauczyciel nie znajdzie natychmiast zadowalającej odpowiedzi. Studentów należy zachęcać do stawiania pytań nawet takich, na które nie da się odpowiedzieć. Jest znacznie lepiej przyznać się, że się czegoś nie wie, niż udawać mądrego — łatwiej w ten sposób wybrnąć z sytuacji. Pozostaje zawsze wykład następnym, na który w międzyczasie można sobie przygotować jakąś odpowiedź.

W związku z tym chciałbym opowiedzieć o najwspanialszym, jaki znam, przykładzie przyznania się do niewiedzy. Znajduje się w przedmowie do studium Gibbsa o mechanice statystycznej. Była to ostatnia jego publikacja, a zarazem jedna z największych i powstała jako rezultat wykładów prowadzonych przez wiele lat. Z powodu różnic między teoretycznymi przewidywaniami a wynikami obserwacji, Gibbs wzbraniał się przed przyjęciem poglądu, że mechanika statystyczna pozwala na opisanie mechanizmu przyrody. Pisze: „Nawet, jeżeli nasze rozważania ograniczymy do zjawisk wyłącznie termodynamicznych, nie unikniemy trudności w rozwiązaniu tak prostego zagadnienia jak liczba stopni swobody w gazie dwuatomowym. Jak dobrze wiadomo, teoria chce przypisać gazowi 6 stopni swobody na drobnie, w badaniach zaś nad ciepłem właściwym nie możemy się wyliczyć z więcej jak z 5 stopni swobody. Tego rodzaju trudności odstraszyły autora od prób wyjaśnienia tajemnic przyrody i zmusiły go do zadowolenia się skromniejszym celem, a mianowicie wyprowadzeniem niektórych oczywistych twierdzeń mechaniki statystycznej. Tu nie może być pomyłki pod względem zgodności hipotez z faktami natury, ponieważ nie wprowadzono żadnych tego rodzaju założeń. Jedyny błąd, jaki możemy popełnić, to brak zgodności między założeniami a wnioskami. Jeżeli się będzie jednak uważać, to można mieć nadzieję, że się tego błędu w zasadzie uniknie“. Słowa te napisał Gibbs w 1901 roku, na progu ery kwantowej. Wkrótce potem ten brakujący stopień swobody stał się jednym z kamieni węgielnych nowej teorii. Skromność, jaką wykazał Gibbs w swoim wykładzie mechaniki statystycznej, stanowi doskonały wzór dla wszystkich nauczycieli.

Trzeci i ostatni mój cytat opisujący metody nauczania Sommerfelda pochodzi od profesora Debye'a, który pisze: „Ocenia troskliwie potrzeby i możliwości swojego audytorium i odpowiednio to tego przystosowuje swój wykład“. To, oraz skromność w manifestowaniu swojej wiedzy i unikanie złośliwości stanowi, jak mi się wydaje, najważniejsze cechy dobrego wykładania. Zaniedbanie przystosowania wykładu do poziomu audytorium jest błędem, który jest niekiedy odpowiedzialny za zbytnie pogmatwanie wykładu przez nauczyciela rozważaniami naukowymi. Mówiło się nieraz, że nauczyciel, który również jest zaangażowany w badaniach naukowych, ma skłonność do mówienia „ponad głowami swoich studentów“, bo umie za dużo. Lub że nie ma czasu przygotować właściwie swojego wykładu, bo jest zaabsorbowany swą pracą badawczą, lub też że nie interesuje się nauczaniem i czyni to tylko w celu utrzymania akademickich przywilejów. Nie ulega wątpliwości, że można znaleźć przykłady na poparcie tych zarzutów. Jest jednak wiele osób, a jestem przekonany, że więcej niż opisanego przed chwilą typu, którzy głęboko i harmonijnie są związani zarówno z nauką, jak i nauczaniem. Nie można na pewno twierdzić, że zaangażowanie się w badania naukowe nie da się pogodzić z dobrym nauczaniem, jak również by brak zainteresowań naukowych gwarantował, że nauczanie będzie dobrze prowadzone. Jeżeli chodzi o to, jak podzielić czas między naukę i nauczanie, nie jest to problem poważny. Mówię to na podstawie własnego doświadczenia. Równocześnie jednak muszę dodać, że czynności administracyjne zbyt często przeszkadzają i w jednym i w drugim.

Nie chciałbym przekonywać, że zajmowanie się pracą naukową jest konieczne do tego, by dobrze uczyć, na ogół jednak pomaga. Poglębiając zrozumienie przedmiotu, poznając go

wspólnie ze słuchaczami z różnych punktów widzenia i zaznajamiając ich z przykładami dotyczącymi aktualnych zagadnień naukowych, doskonalimy się. Nie jest oczywiście konieczne, by każdy nauczyciel był zaangażowany naukowo. By przekazać ten rodzaj zainteresowania swoim słuchaczom, każdy dobry nauczyciel będzie się jednak informował o tym, co się dzieje w różnych dziedzinach nauki, i gdyby nawet już sam nie brał w tym udziału, wykorzysta w toku nauczania mniej znane tematy. Nawiasem mówiąc, *American Journal of Physics* jest doskonałym źródłem takich materiałów.

Przykładem tematu należącego do aktualnych zagadnień naukowych, który może ożywić kurs fizyki dla początkujących, jest zagadnienie, czy elektron lub jądro posiada elektryczny moment dipolowy, czy też nie. Z punktu widzenia teoretycznego jest rzeczą ciekawą wyjaśnić, w jaki sposób przyjęcie istnienia elektronowego lub jądrowego elektrycznego momentu dipolowego powinno w sobie mieścić znikanie niezmienniczości względem odwrócenia czasu. Od strony zaś doświadczalnej warto przedyskutować zasadnicze trudności, jakie stoją na drodze do bezpośredniego wykrycia takiego momentu. Ponieważ wszystkie potrzebne tu argumenty możemy oprzeć na fizyce klasycznej, która jest tematem wykładu na każdym kursie wstępnym, będą one poprawne. Nie wyobrażam sobie w czym włączenie od czasu do czasu tego typu tematu do wykładu może pomóc, poza tym, że wzbudza w słuchaczu zapal, gdy czuje, że się go dopuszcza do śledzenia najświeższych zagadnień.

Nie można oczywiście ułożyć sobie jakiegoś konsekwentnego i kompletnego zestawu takich przykładów. Co zatem może czynić nauczyciel na codzień dla utrzymania zainteresowania swoich słuchaczy, jeżeli pracuje z dala od czołowych zagadnień fizyki? Musi sobie uświadomić, że nauka polega nie tylko na tworzeniu, ale w równym stopniu na odtwarzaniu. Że w procesie doprowadzającym do zrozumienia słuchacz musi do pewnego stopnia powtarzać proces odkrycia. Skrajnym przedstawicielem takiego podejścia był Fermi, który podobno do wszystkiego w fizyce sam, wcześniej czy później, doszedł. Rzadko bywają tacy fizycy, którzy by nawet w przybliżeniu potrafili pracować w ten sposób. Ale każdego studenta trzeba uczyć tak, jak gdyby przedstawiane mu idee były nowe — czym niewątpliwie są dla niego. Powinno mu się dać sposobność uczestniczenia w podniecającym procesie odkrywania nowych koncepcji i opracowaniu na nowo ich zastosowań. Wydaje mi się, że staranny wybór problemów ma zasadnicze znaczenie dla nauczyciela fizyki nie tylko dlatego, że zapewnia możliwość ćwiczenia w stosowaniu ogólnych zasad, ale jeszcze bardziej dlatego, że pomaga przenieść na słuchacza pewne wzruszenia towarzyszące odkryciom.

Doskonale przedstawił tę sprawę Bronowski¹ w swej książce pt.: *Nauka i jej humanistyczne wartości*. Omawiając proces twórczy w nauce i poezji, pisze: „(W) akcie twórczym ... rodzi się oryginalna myśl i te narodziny nowej koncepcji naukowej są takim samym procesem jak stworzenie dzieła sztuki. Jednak przeżywanie tego procesu nie jest monopolem tego, kto napisał poemat lub zrobił odkrycie ... Utwór literacki lub odkrycie naukowe nabiera życia tak samo w chwili odbioru, jak i w momencie tworzenia; bo odbiorca musi wzbudzić w sobie i śledzić bieg myśli, który zapoczątkował twórca w chwili tworzenia dzieła. W momencie odbioru powtarzamy akt twórczy i sami na nowo dokonujemy odkrycia. Jesteśmy wzruszeni poematem, śledzimy rozumowanie odkrywając w nim i uświadamiając sobie związki, które po raz pierwszy uchwylił ich twórca“.

Bez względu na to czy nauczyciel mówi o najnowszych postępach nauki, czy powtarza ze słuchaczami odkrycia dawnych pokoleń, musi on koniecznie przystosować swój sposób przedstawiania tematu do potrzeb i zdolności swoich słuchaczy. Nauczyciel musi dbać o swój wysoki poziom umysłowy, ale musi być pewny, że nawiązuje kontakt ze swoimi słuchaczami na ich aktualnym poziomie. Wyższość umysłowa nauczyciela sama w sobie nie jest szkodliwa, przeciwnie jest bardzo korzystna; zło powstaje, gdy nauczyciel zapomina lub pomija poziom umysłowy swych słuchaczy, co może się zdarzyć nawet nauczycielowi, który posiada minimalną znajomość przedmiotu.

¹ J. Bronowski, *Science and human values*, Harper and Row, New York 1959, str. 31, 35.

Dobre nauczanie, podobnie jak wiele innych ważnych rodzajów działalności, rozwija się dobrze w atmosferze uznania i szacunku. Jest zadaniem nas wszystkich stwarzać i utrzymywać tę atmosferę w naszych szkołach średnich i uniwersytetach przez samokrytykę i przyjacielską krytykę oraz zachętę naszych młodszych kolegów. Poziom nauczania stale wzrasta, rośnie również liczba wybijających się w każdej klasie studentów. Musimy zrozumieć, że to zmusza do największego na jaki nas tylko stać wysiłku.

Tłumaczył Tadeusz Piech

Some Thoughts on Classroom Teaching

Translated from *American Journal of Physics*, 34, 454 (1966).

Andrzej Rakowski

Państwowa Wyższa Szkoła Muzyczna
Warszawa

Jeszcze raz częstość — częstotliwość

W polskiej nomenklaturze fizycznej i technicznej jako odpowiedniki rosyjskiego terminu *czastota*, angielskiego *frequency*, francuskiego *frequence* czy niemieckiego *Frequenz* stosowane są obecnie dwa terminy, częstość i częstotliwość. Pierwszy z nich przyjął się w środowisku fizyków i matematyków, drugi w środowisku technicznym. Ze względu na większą powszechność publikacji o charakterze technicznym, ten drugi termin jest obecnie częściej spotykany w literaturze, a ponadto uwzględniony został w szeregu norm technicznych i w technicznych słownikach międzynarodowych.

W związku z równoległym istnieniem dwóch nazw pojawiły się głosy, iż należy obu tym terminom przyporządkować różne pojęcia, a mianowicie: częstość — pojęcie ogólne, ilość zdarzeń w jednostce czasu; częstotliwość — częstość regularna, pojęcie węższe, odwrotność okresu zjawiska okresowego. Rozróżnienie to proponuje M. Mazur w swej książce *Terminologia techniczna* (WNT 1961) i broni go następnie w polemice z R. Mierzeckim (*Postępy Fizyki* 713, 1961). Na tle tej sprawy nasunęły mi się pewne uwagi, które przez analogię dotyczyć mogą ogólniejszych problemów z dziedziny nazewnictwa. Pozwalam sobie przeto przedstawić powody, dla których uważam, iż należałoby w literaturze fachowej popierać wyłącznie termin częstość.

Przyporządkowywanie różnych pojęć terminom częstość — częstotliwość jest niepotrzebne, ponieważ niezmiernie trudno znaleźć przykład, w którym przeciwstawienie sobie tych pojęć w bliskim kontekście zyskiwałoby na jasności przez zastosowanie dwóch różnych nazw.

W praktyce nie spotyka się przykładów, w których wnosząc z kontekstu nie można być mieć całkowitej pewności co do intencji autora, o jaki rodzaj częstości chodzi, regularną (częstotliwość) czy nieregularną. Przy konieczności podkreślenia większego lub mniejszego stopnia okresowości w danym zjawisku, co zresztą zdarza się bardzo rzadko, w zupełności wystarcza zastosowanie przymiotnika określającego, np. częstość fazowa — grupowa, regularna — nieregularna itp. Należy dodatkowo podkreślić, że różnice te najczęściej są nieostre, zaś definicja częstotliwości jako odwrotności okresu nasuwa w stosunku do zjawisk o skończonym czasie trwania pewne zastrzeżenia.

Rozszerzanie terminologii fachowej winno być dokonywane szczególnie ostrożnie wówczas, gdy chodzi o pojęcia, które mogą być stosowane nie tylko w wąskim kręgu fachowców, lecz które z konieczności wejdą do języka potocznego. O ile praktyka nie potwierdza konieczności rozróżniania pojęciowego terminów częstość — częstotliwość nawet w literaturze fachowej (z zapytanych ostatnio przez mnie sześciu wybitnych specjalistów z dziedziny łączności żaden w ogóle nie wiedział o takim rozróżnieniu), to czyż można sobie wyobrazić, że terminy te zostaną zaakceptowane przez społeczeństwo? A przecież dotyczą one pojęć bardzo powszechnych w życiu codziennym. W praktyce sytuacja wygląda i będzie wyglądać następująco. Ten, kto przyzwyczaił się mówić „częstotliwość graniczna filtru“ będzie mówił również „częstość płacenia rachunków za gaz“, zaś ten, kto powie „częstość prądu“ powie również z pewnością „częstość kursowania wozów tramwajowych“ i to zupełnie niezależnie od tego, czy w danym dniu wozy

kursują regularnie, czy nieregularnie. Przywiązanie odrębnych pojęć do terminów tego typu w literaturze fachowej spowoduje nieunikniony konflikt między terminologią fachową a potoczną w dziedzinie, w której terminologie te zachodzą na siebie. Tego efektu nie wystarczy już określić mianem zbędny; jest on szkodliwy.

Wprowadzanie zbędnych nazw na słabo zróżnicowane pojęcia jest szkodliwe również i z punktu widzenia samej terminologii fachowej, gdyż nawet w kręgu fachowców prowadzi do poważnych nieporozumień. Ilustracją tego niech będzie fakt, że jeden z czołowych w Polsce ośrodków akustyki stosuje w chwili obecnej terminy częstość — częstotliwość na oznaczenie jeszcze innych pojęć, a mianowicie częstość — częstość fazowa, częstotliwość — częstość grupowa. Zabawne, że jest to niemal odwrotnie do propozycji prof. M. Mazura.

Dodatkowym, bardzo poważnym argumentem przemawiającym przeciwko terminologicznym rozróżnieniom pojęć częstość regularna — nieregularna jest fakt, że rozróżnienie takie nie istnieje w żadnym z języków mających poważniejszy zasięg w dziedzinie literatury fachowej, jak rosyjski, angielski, francuski i niemiecki.

Przyjmując, że rozdzielanie znaczeń terminów częstość — częstotliwość nie jest wskazane można się zastanowić, któremu z nich należy dać pierwszeństwo w publikacjach. Za terminem częstotliwość przemawiają dwa argumenty, po pierwsze jest on powszechniejszy (ze względu na liczebną przewagę techników nad fizykami), po drugie ma związek z przymiotnikiem częstotliwy. Za terminem częstość przemawia to, że jest on krótszy.

Podjęcie do spraw terminologii fachowej wymaga, jak się zdaje, szczególnej rozwagi. Możliwe tu są dwie skrajności. Po pierwsze, można potraktować terminologię fachową jako jeden z elementów języka, uznać, że tworzy się ona spontanicznie i że jakiegokolwiek ingerowanie w proces jej rozwoju jest równie niewskazane, jak próby sztucznej zmiany funkcjonujących prawideł gramatycznych. Po drugie, można uznać terminologię fachową za teren niejako wyjęty spod praw językowych, wymyślać i dowolnie mnożyć terminy zgodnie z chwilową potrzebą. Obie te skrajności są błędne. Terminologia fachowa stanowi fragment języka i podlega jego prawom, jakkolwiek ich działanie bywa często zakłócanie w związku z burzliwym charakterem rozwoju słownictwa fachowego i sztucznie narzucaną precyzją w dziedzinie semantyki. Rozważając i porządkując sprawy terminologii należy jednak stale mieć na uwadze istnienie i hierarchię tych praw. Podejmując decyzję w sprawie wyboru terminu należy wybierać ten, za którym przemawia działanie najbardziej dynamicznego prawa językowego i który w związku z tym na dłuższej przestrzeni czasu miałby i tak największe szanse przetrwania.

Jednym z najbardziej dynamicznych praw językowych jest prawo większej żywotności wyrazów krótszych. W wyniku działania tego prawa, spośród wyrazów najstarszych zachowały się w polskim języku niemal wyłącznie jedno- i dwusylabowe. Prawo to działa najsilniej w odniesieniu do wyrazów będących w częstym użyciu i powoduje, że liczba fonemów określająca „długość“ wyrazu jest w przybliżeniu proporcjonalna do logarytmu z jego rangi, czyli liczby porządkowej wyrazu w szeregu od najczęściej do najrzadziej używanych. Działanie tego prawa na terenie terminologii popularno-fachowej można zilustrować ewolucją popularności takich terminów jak *automobil* — *samochód* — *wóz*, *aeroplan* — *samolot*, czy *motocykl* — *motor*.

W świetle tego wydaje się, że częstotliwość jest terminem wyjątkowo niefortunnym na oznaczenie pojęcia niezwykle popularnego tak w dziedzinie techniki, jak w życiu codziennym i że po pewnym czasie termin ten i tak musiałby zostać skrócony lub ustąpić innemu. W obecnej chwili należy wykorzystać fakt, że termin ten nie jest powszechnie akceptowany i zrezygnować z niego na rzecz dwusylabowego wyrazu częstość. Warto wspomnieć, że na określenie omawianego pojęcia żaden z wymienionych poprzednio języków obcych nie posiada obecnie terminu aż czterosylabowego. W istocie nie jest tu potrzebna żadna „rewolucja“. Stosowanie terminu częstość nie jest błędne z punktu widzenia żadnej z przyjętych terminologii. W świetle terminologii technicznej jest to po prostu dobrowolna rezygnacja z terminu szczegółowego, na rzecz terminu określającego pojęcie nadrzędne. Jestem przekonany, że praktyka zaakceptuje taką rezygnację.

Kazimierz Grotowski

Instytut Fizyki Jądrowej
Kraków

Międzynarodowa Konferencja Fizyki Jądrowej w Gatlinburgu

(12—17 września 1966 r.)

W dniach od 12 do 17 września ub. r. odbyła się w Gatlinburgu w stanie Tennessee (USA) kolejna międzynarodowa konferencja poświęcona fizyce jądrowej.

Konferencje takie odbywają się na ogół co dwa lata pod patronatem Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej. Tegoroczna konferencja została zorganizowana przez fizyków z Oak Ridge National Laboratory przy współudziale Komisji Energii Atomowej Stanów Zjednoczonych i National Science Foundation.

Na konferencję zgłosiło się ok. 770 uczestników.

Konferencja odbywała się wyłącznie w plenarnych sesjach, na których wygłaszano przeglądowe referaty, uzupełniane małą liczbą krótkich komunikatów z prac własnych.

A oto wykaz omawianych na sesjach problemów:

Reakcje bezpośredniego oddziaływania, model optyczny i nieelastyczne rozpraszanie, reakcje transferu.

Teoria stanów pośrednich *doorway states* (stany drzwi otwartych), stany analogowe.

Modele jądrowe, obliczenia robione przy pomocy modelu powłokowego, deformacje w lekkich jądrach.

Eksperymentalne i teoretyczne prace nad układami złożonymi z paru nukleonów.

Oddziaływanie nukleon — nukleon, teoria materii jądrowej, obliczenia Hartree—Focka dla skończonych jąder atomowych.

Jądro złożone, rozszczepienie jąder atomowych.

Oddziaływania elektromagnetyczne, rozpraszanie elektronów a struktura jąder atomowych.

Badanie promieni X atomów mionowych, a struktura jąder atomowych.

Oddziaływanie pionów z jądrami atomowymi.

Badanie struktury jądrowej protonami o energii 1 BeV.

Koncepcje fizyki jądrowej w odniesieniu do fizyki cząstek elementarnych.

Konferencja fizyki jądrowej w Gatlinburgu miała wyjątkowe znaczenie. Ukazała ona bowiem wielkie zmiany, które dokonały się w fizyce jądrowej w ostatnim czasie, oraz nowe perspektywy jakie się przed nią otwierają. Jak uczy historia fizyki, pojawianie się nowych obszarów badań wynikało prawie zawsze z nowych osiągnięć fizyki eksperymentalnej, rozszerzających w istotny sposób zakres ludzkiego poznania. W ostatnich latach technika przyspieszania i detekcji cząstek jądrowych dokonała rewolucyjnego kroku naprzód. Krok ten był dość dawno przygotowany, ale dopiero stosunkowo niedawno ucieleśnił się w olbrzymich milionowych wydatkach na nowe badania naukowe w dziedzinie fizyki jądrowej, prowadzonych

w przodujących krajach świata. Te wydatki wiążą się głównie z budową wielostopniowych akceleratorów elektrostatycznych Van de Graafa oraz izochronicznych cyklotronów. Wielostopniowe elektrostatyczne generatory zdecydowanie wkroczyły w obszar energii przyspieszanych protonów pomiędzy 15 MeV a 30 MeV z fantastyczną energetyczną zdolnością rozdzielczą lepszą od 1 keV. Cyklotrony izochroniczne pozwalają pokrywać w płynny sposób obszar energii do 100 MeV, dostarczając po analizie magnetycznej rozsądnych natężeń wiązki cząstek o energetycznej zdolności rozdzielczej ok. 5 keV. Z nowymi akceleratorami cząstek współpracują spektrometry magnetyczne o dużej świetlności i detektory półprzewodnikowe, pozwalające zmierzyć energię produktów reakcji jądrowych z doskonałą zdolnością rozdzielczą. Osobne znaczenie ma powszechne wprowadzanie szybkich elektronowych maszyn liczących do pracy *on line* z akceleratorami cząstek, do opracowania danych eksperymentalnych, jak również do obliczeń numerycznych w teoretycznej fizyce jądrowej.

Te wielkie osiągnięcia fizyki eksperymentalnej pozwoliły na wkroczenie do obszaru wysokich wzbudzeń jąder atomowych i pomiary podstawowych parametrów niektórych stanów jądrowych w obszarach energii wzbudzenia, gdzie dotychczas znane były co najwyżej gęstości poziomów jądrowych. Wymienić tutaj należy przede wszystkim rezonanse analogicznego izospinu, jedną z głównych sensacji konferencji. Stany te mają bardzo interesującą strukturę i wydaje się, że są pierwszym eksperymentalnie stwierdzonym przykładem tzw. *doorway states*. Tutaj wkraczamy w dziedzinę stanów pośrednich, które tworzą się przez mechanizm pośredni między reakcją typu bezpośredniego oddziaływania, a reakcją idącą przez jądro złożone. Teoria tych stanów jest bardzo skomplikowana i dopiero od niedawna jest przedmiotem badań.

Na osobne omówienie zasługują sukcesy odniesione dzięki bardzo zaawansowanym obliczeniom numerycznym wykonywanym na szybkich maszynach liczących. Wymienić tutaj należy teorię wielu ciał i obliczenia wykonywane dla skończonych jąder atomowych, teorię reakcji jądrowych i teorię struktury jąder atomowych. Tzw. uogólniony model optyczny i związane z nim formalizmy *DWBA* oraz sprzężonych kanałów pozwalają coraz lepiej opisywać różne typy reakcji bezpośredniego oddziaływania, a metoda Hausera—Feshbacha pozwala analizować reakcje idące przez jądro złożone. Warto wspomnieć, że w metodzie *DWBA* dla strippingu wprowadzono człon sprzężenia spin-orbita i nielokalne potencjały w obu kanałach reakcji, a w metodzie sprzężonych kanałów uwzględniono rekordową liczbę kilkunastu kanałów reakcji.

Charakterystyczną cechą współczesnej fizyki jądrowej jest przesuwanie się środka ciężkości badań eksperymentalnych w kierunku coraz to wyższych energii. Protonami, deuteronami, cząstkami α o energii 100 MeV bada się ziarnistość materii jądrowej i korelacje międzynukleonowe. O zachowaniu się elektromagnetycznych oddziaływań na małych odległościach, o korelacjach w materii jądrowej informują nas eksperymenty z elastycznym i nieelastycznym rozpraszaniem szybkich elektronów. Interesujące prace eksperymentalne wykonano w dziedzinie spektroskopii promieni X . Nowością jest tutaj wykonanie wstępnych pomiarów rozkładu elektromagnetycznych momentów $M1$ i $E2$ w jądrach atomowych. Ciekawych informacji o nieznanych własnościach materii jądrowej dostarcza praca nad rozpraszaniem 1 GeV protonów na jądrach helu i tlenu. Struktura dyfrakcyjna znaleziona w tym rozpraszaniu może sugerować, że mamy tutaj do czynienia z efektami koherentnego rozpraszania fali protonu na poszczególnych nukleonach w materii jądrowej.

Polskę reprezentowało na konferencji w Gatlinburgu pięciu delegatów. Cztery z sześciu zgłoszonych na konferencję prac własnych będzie wydrukowane w całości w sprawozdaniach konferencji. Należy zaznaczyć, że większość zgłoszonych na konferencję prac będzie wydrukowana tylko w streszczeniach. Wiele polskich prac cytowano w przeglądowych referatach. Znaczną część referatu znanego specjalisty z dziedziny oddziaływań elektronów z jądrami doktora Walecki poświęcona była pracom Czyżyka, Leśniewskiego i Małeckiego o rozpraszaniu elektronów. A. Bohr omawiał obliczenia jądrowych momentów magnetycznych wykonane przez Bochnackiego i Ogazę. Satchler przedstawił swoją obszerną numeryczną analizę, otrzymanego w Instytucie Fizyki Jądrowej w Krakowie, największego obecnie, eksperymentalnego materiału dotyczącego rozpraszania elastycznego cząstek α na jądrach atomowych. Z dużym zainteresowaniem spotkały się prace Borysowicza i Dąbrowskiego poświęcone

podstawom modelu optycznego, oraz pomiary całkowitego przekroju czynnego na reakcje cząstek α z jądrami atomowymi w okolicach niklu, wykonane przy pomocy cyklotronu U-120 w IFJ w Krakowie.

Do najciekawszych prac w fizyce należą zwykle te, które nie znajdują wytłumaczenia przy obecnym stanie wiedzy. Do tej kategorii należy zaliczyć żywo dyskutowaną na konferencji pracę o szerokim rezonansie, znalezionym w IFJ w Krakowie, w elastycznym rozpraszaniu cząstek α na jądрах wapnia. Forma tego rezonansu nie znajduje wytłumaczenia ani w modelu optycznym, ani w modelu jądra złożonego.

Konferencję podsumował profesor Mottelson. Podkreślił on przełomowość okresu, w którym znajduje się obecnie fizyka jądrowa. Nowe narzędzia badawcze oraz nowe finezyjne formalizmy matematyczne otwierają przed nią nieoczekiwane horyzonty. Mikroświat atomów, jąder atomowych, cząstek elementarnych jest szeregiem zawierających się w sobie układów wielu ciał. Wydaje się, że fizyka jądrowa jest najlepszym poligonem eksperymentalnym i teoretycznym dla badania natury tych układów.

Roman Mierzecki

Katedra Chemii Fizycznej
Uniwersytetu Warszawskiego

Międzynarodowe Kolokwium — Postępy Spektroskopii Ramanowskiej

(Magdeburg 11—14 października 1966 r.)

W dniach 11—14 października 1966 r. odbyło się w salach Politechniki w Magdeburgu (NRD) międzynarodowe kolokwium poświęcone postępom spektroskopii ramanowskiej. Organizatorem był Instytut Chemii Fizycznej Niemieckiej Akademii Nauk w Berlinie. Pośród przeszło stu tyżdziestu ramanistów reprezentujących trzynaście państw brała również udział trzyosobowa delegacja polska.

Wygłoszone na kolokwium referaty przeglądowe oraz komunikaty z prac własnych pozwoliły zorientować się zarówno w aktualnych kierunkach badań, jak też w postępie aparaturowym. Poszczególne posiedzenia poświęcone były określonym zagadnieniom.

Rezonansowe zjawisko Ramana było tematem pierwszego posiedzenia. Prof. P. Szorygin (Moskwa), odkrywca tego typu rozproszenia, stwierdził, że różne wartości stałej tłumienia oscylatorów elektronowych w molekułach oraz czas życia poziomów elektronowych ma zasadniczy wpływ na wzrost natężenia linii ramanowskich w miarę zbliżania się częstości linii wzbudzającej do częstości pasma absorpcji. Tym tłumaczy prelegent nierównomierny wzrost różnych pasm. W dyskusji zwrócił on uwagę, że nie można ściśle odgraniczyć rezonansowego zjawiska Ramana od fluorescencji. Prof. H. Moser (Monachium) wykazał na podstawie badań własnych i współpracowników, że w wielu wypadkach może wykazać zależność natężenia linii w rezonansowym zjawisku Ramana od całkowitej energii pochłoniętej przez badaną molekułę, a nie tylko przez przejście elektronowe najbliższe częstości wzbudzającej. Z obu tych referatów widać, że w centrum uwagi badaczy zajmujących się tą odmianą zjawiska Ramana jest zagadnienie prawideł wzrostu natężenia pasm.

Pięć dalszych referatów zajmowało się różnymi aspektami stymulowanego zjawiska Ramana wzbudzanego przez lasery o dużych impulsach (por. *Postępy Fizyki* 16, 429 (1965)). W przeglądzie prac teoretycznych prof. M. Schubert (Jena) wykazał, że dotychczasowe teorie nie uwzględniają problemu czasu życia wzbudzonej molekuły. Wzory podane w następnym referacie przez prof. M. A. Kownera (Saratow) pozwalają obliczyć moc progową impulsu konieczną do wzbudzenia w stymulowanym zjawisku różnych pasm ramanowskich. Z obliczeń tych wynika na przykład, że moc lasera konieczna do wzbudzenia pasm ramanowskich benzenu o częstościach 3062, 3047, 1170 i 850 cm^{-1} musi być odpowiednio 4, 10, 16 i 50 razy większa, niż moc wystarczająca do wzbudzenia pasma 992 cm^{-1} . Dotychczas obserwowane były jedynie pasma 992 i 3062 cm^{-1} . W dyskusji wyrażono jednak pogląd, że pozostałe pasma ramanowskie benzenu nie będą obserwowane nawet po osiągnięciu mocy lasera obliczonych przez prelegenta, ponieważ wewnątrz molekuły nastąpi przekazywanie energii jedynie oscylacjom odpowiedzialnym za dotychczas obserwowane pasma. Przeglądu prac doświadczalnych dokonał dr H. Schrötter (Monachium). Zwrócił on uwagę, że natężenie stymulowanych pasm ramanowskich dla substancji czystych wzrasta po przekroczeniu progu monotonicznie w miarę wzrostu mocy impulsu wzbudzającego, natomiast dla roztworów w tych samych warunkach

natężenie początkowo się nie zmienia, a następnie gwałtownie rośnie. Dowodzi to, że w obu wypadkach inne są mechanizmy oddziaływania impulsu wzbudzającego z molekułami. Prelegent przedyskutował też możliwość wpływu stałej Kerra badanej substancji w silnym polu elektrycznym impulsu wzbudzającego na przebieg tego oddziaływania. Prof. M. M. Suszczyński (Moskwa) doniósł o zaobserwowanej przez siebie zmianie konturów pasm stokesowskich i antystokesowskich w stymulowanym zjawisku Ramana w miarę wzrostu mocy impulsu wzbudzającego. Obok wąskiej linii pojawia się wtedy szerokie pasmo, którego częstość zależy od mocy impulsu. Pochodzenie tego pasma było przedmiotem dyskusji, która jednak nie wyjaśniła problemu. Z komunikatów doświadczalnych warto wspomnieć o sprawdzeniu przez H. Denera (Monachium) pracy C. H. Beckera ogłoszonej przed trzema laty w *Zeitschrift für Physik* i referowanej w cytowanym powyżej artykule w *Postęпах Fizyki*. Becker wzbudzał a kwarc impulsowym światłem lampy rtęciowej i stwierdził, że w świetle rozproszonym natężenie niektórych linii rośnie bardziej niż pozostałych. Linie te leżały po krótkofalowej stronie rezonansowej linii rtęci i autor przypisał je antystokesowskim liniom ramanowskim kwarcu o natężeniu przewyższającym odpowiednie linie stokesowskie. Derner wykazał jednak, że pozorne zwiększenie natężenia owych linii antystokesowskich wytłumaczyć należy nałożeniem się linii rtęciowych.

Szeroko dyskutowane było na Kolokwium zastosowanie lasera do wzbudzenia niestymulowanego zjawiska Ramana. Zarówno wygłoszone referaty, jak i dyskusje wykazały, że widma ramanowskie uzyskane dotychczas za pomocą lampy rtęciowej niewiele ustępują widmom uzyskanym za pomocą znacznie od nich kosztowniejszych laserów; laserowe źródło pozwala jednak badać substancje, których widma ramanowskiego nie można było uzyskać metodami dotychczas stosowanymi. I tak prof. J. A. Koningstein (Ottawa) przedstawił zarejestrowane fotoelektrycznie elektronowe widmo ramanowskie trójwartościowych jonów neodymu i europu (domieszek w granacie YGa) wzbudzonych laserem He-Ne o mocy 10 mW. Natężenie tych pasm było sto razy mniejsze niż natężenie fluorescencji granatu. Oscylacyjne widma ramanowskie wzbudzone laserem omówił w zbiorczym referacie prof. J. Brandmüller (Monachium). Wiązkę lasera wykorzystuje się do wzbudzenia widma Ramana ze względu na jej stosunkowo duże natężenie, duże skolimowanie, spolaryzowanie, małe rozmiary, niewielką szerokość spektralną i dużą długość fali (6943 Å — laser rubinowy i 6328 Å — laser helowo-neonowy). Lasery wzbudzone być mogą impulsowo lub też w sposób ciągły. Lasery o impulsach o mocy 30—80 W (średnia moc lasera 1 W) pozwalają np. badać w kryształach widma ramanowskie centrów F , badać substancje rozpadające. Np. za pomocą impulsu o energii 0,1 J udało się uzyskać widmo ramanowskie CrO_2Cl_2 , mimo że substancja rozpadła się pod wpływem tego impulsu. Laser impulsowy pozwala też badać kątowy rozkład natężenia widma ramanowskiego. Lasery o działaniu ciągłym pozwoliły uzyskać strukturę izotopową wielu widm (np. gazowego $\text{N}^{14}\text{N}^{15}$), widma substancji zabarwionych, fluoryzujących i światłoczułych, substancji polikrystalicznych. Te ostatnie substancje badane są w postaci pastylek w świetle przechodzącym (niskie tło i mała szerokość linii lasera umożliwia tego rodzaju badania). Problem najkorzystniejszych wymiarów pastylek był tematem komunikatów K. Buchardiego (Monachium) i B. Schradera (Dortmund). Rozszerzenie zastosowania lasera jako źródła wzbudzającego widmo Ramana zależy od rozwoju techniki spektroskopowej. Z jednej strony chodzi o zmniejszenie objętości kiuwet przez konstrukcję kiuwet kapilarnych, umożliwionych przez małe rozmiary wiązki. Podobnie, jak w przypadku pastylek polikrystalicznych, badane jest w tym przypadku w kierunku rozchodzenia się światła wzbudzającego. Firma Applied Physics Co (USA) zachwala spektrograf ramanowski Cary 81 i przedstawia widmo azotanu ceru uzyskane za pomocą tego spektrografu w kiuwecie o objętości 30 mm³. Zapowiada ponadto opracowanie kiuwet o pojemności 2 mm³. Firma Coderg zachwala łatwość obsługi i małe rozmiary francuskiego laserowego spektrometru ramanowskiego. Stosowane obecnie najczęściej lasery helowo-neonowe mają moc 6 do 30 mW. Cena ich wynosi około 2000 dolarów, a trwałość nie przekracza roku. W opracowaniu znajdują się obecnie lasery argonowe o mocy 350 mW. Będą one znacznie silniejszymi źródłami niż stosowane obecnie lampy rtęciowe, ale ich cena będzie znacznie wyższa od laserów helowo-neonowych.

Również kilku innych referentów omawiało postępy techniki i metodykę pomiaru widm ramanowskich. Prof. M. Delhaye i dr M. Bridoux (Lille) przedstawili wyniki zastosowania wzmacniacza elektronowo-optycznego, złożonego z dziesięciu dynod płytkowych umieszczonych jedna za drugą. Emisja wtórna następuje z przeciwnej strony dynody. Za pomocą takiego urządzenia udało się sfotografować widmo ramanowskie PCl_3 w ciągu pół milisekundy. Zagadnieniem metodyki pomiaru natężeń i wpływu współczynnika załamania zajął się dr W. Rohman (Jena). W dyskusji zwrócono uwagę na konieczność wyraźnego rozróżnienia w tego rodzaju rozważaniach wpływu współczynnika załamania na geometrię układu oraz na fakt, że tłumaczenie zmian natężeń w roztworach przez wpływ tzw. pola wewnętrznego (poprzez zmianę n roztworów) nie daje wyników zadowalających. Wytlumaczenia tych zmian należy szukać zdaniem dyskutantów w oddziaływaniach pomiędzy molekułami i pomiędzy dipolami.

Wpływ czynników zewnętrznych na parametry pasm ramanowskich był tematem kilku komunikatów przedstawionych na jednym z posiedzeń. Prof. H. Kriegsman (Berlin) w pracy wspólnej z dr R. Konopką (Poznań, chwilowo Berlin) omówił wpływ podstawnika i rozpuszczalnika na natężenia i szerokości pasm ramanowskich związków krzemoorganicznych. Badacze stwierdzili, że zmiany obserwowane pod wpływem obu tych czynników są tego samego rzędu. Dr R. Mierzecki (Warszawa) stwierdził, że pod wpływem zmian temperatury i rozpuszczalnika zmienia się kontur pasm ramanowskich chlorobenzenów zależnie od symetrii drgań. Doc. dr Z. Kęcki (Warszawa) zwrócił uwagę na pomijany dotychczas wpływ rozpuszczonych w wodzie anionów na natężenie pasm ramanowskich wody.

Jedno z posiedzeń poświęcone było zagadnieniom teoretycznym. Omawiano metody obliczeń i dokładność wyników stałych siłowych złożonych molekuł (Strey, Monachium; Fadini, Stuttgart).

Z innych komunikatów szczegółowych warto wspomnieć o pomiarach natężeń bezwzględnych pasm ramanowskich gazowych halogenometanów (dr W. Holzer, Monachium) i badaniach związków fosforoorganicznych (Smitskamp, Amsterdam).

Przebieg poszczególnych posiedzeń i żywe dyskusje wywoływane przez każdy prawie referat i komunikat dowodzą celowości spotkań wąskiego stosunkowo grona specjalistów.

Omawiane Kolokwium było trzecim tego typu zorganizowanym w odstępach dwuletnich. Dwa poprzednie odbyły się na terenie NRF, organizowane przez prof. prof. Goubeau i Brandmüllera. Obecne Kolokwium dowodzi, że zebrania te coraz bardziej zyskują znaczenie, obejmując coraz szerszy zakres zagadnień ramanowskich i coraz szerszy zasięg uczestników. Stają się one kolokwiami międzynarodowymi. Podkreślił to organizator Kolokwium z ramienia Niemieckiej Akademii Nauk, prof. dr H. Kriegsman w swym powitalnym przemówieniu, stwierdzając, że liczny udział uczestników z różnych krajów i to zarówno fizyków, jak i chemików dowodzi, że badania ramanowskie nie znają ani granic państwowych, ani też granic pomiędzy działami nauk. Liczne spotkania uczestników i zacieśnianie osobistych kontaktów w przerwach, na bankiecie oraz na wspólnej przejażdżce Elbą stanowiły dalsze potwierdzenie hasła wysuniętego przez organizatorów.

Jacek W. Hennel: Wstęp do teorii magnetycznego rezonansu jądrowego. PWN, Warszawa 1966

Odkryte w pierwszych latach powojennych zjawiska rezonansu magnetycznego stanowiły w wielu dziedzinach fizyki i nauk pokrewnych prawdziwy przełom. Magnetyczny rezonans jądrowy, wynikający już z prac Rabiego z 1939 r. i uzyskany w 1946 r. niezależnie przez grupę prof. J. Blocha w Stanford i grupę prof. E. M. Purcella w Harvard, stał się zaczątkiem nowej metody badań o ważnych zastosowaniach nie tylko w fizyce atomowej, gdzie uzyskano możliwość bezpośredniego wyznaczania stałych jądrowych, lecz przede wszystkim w fizyce ciała stałego i cieczy, chemii, biochemii, ze względu na badania strukturalne. Interesujące stały się również zastosowania techniczne tej dziedziny. O wadze i randze zagadnienia stanowi fakt, że już w 1952 r. odkrycie jądrowego rezonansu magnetycznego zyskało najwyższą nagrodę naukową świata — nagrodę Nobla, zaś o tempie rozwoju tej dziedziny świadczy ogromna liczba prac sięgająca już wielu tysięcy i obejmująca kilkanaście obszernych, oryginalnych dzieł monograficznych. Ze względu na szerokie możliwości zastosowań tej nowej metody badań stała się ona już szeroko rozpowszechnionym narzędziem pracy w laboratoriach fizycznych i chemicznych. Mimo krótkiego stosunkowo okresu rozwoju „weszła” już do normalnego programu nauczania fizyków i chemików.

Przy tak szybkim rozwoju i szerokim zakresie badań odczuwać się daje w ostatnich latach brak w języku polskim opracowań monograficznych czy też podręcznikowych z zakresu magnetycznego rezonansu jądrowego. Książka dr J. Hennela jest pierwszym krokiem podjętym w celu uzupełnienia tych braków.

Wstęp do teorii magnetycznego rezonansu jądrowego ma być według zamierzeń autora podręcznikiem wprowadzającym młodych pracowników nauki, dyplomantów i studentów starszych lat studiów w problemy tej nowej dziedziny. Oparty jest w związku z tym na podstawowej bazie matematyki i fizyki teoretycznej i nie wymaga specjalnego przygotowania czytelnika. Pod tym względem książka J. Hennela uzupełnia pewną istniejącą lukę również w skali światowej, gdzie mamy raczej opracowania bardzo specjalistyczne i jest cenna jako pomoc i wstęp do studiów w tej dziedzinie.

Zgodnie z założeniami autora, podał on nawet w pierwszym rozdziale książki krótki wykład wprowadzający wybranych zagadnień fizyki teoretycznej, niezbędnych w pracy nad zagadnieniami rezonansu magnetycznego. Jest to raczej przypomnienie pewnych wiadomości, które każdy absolwent nie tylko fizyki, lecz i studiów chemicznych czy technicznych winien opanować. Należy przyznać, że wybór dokonany jest dobrze i forma tego wprowadzenia, mimo swej zwięzłości, jest jasna i przystępna. Podobnie rozdział drugi pracy traktujący o właściwościach magnetycznych jądra stanowi przypomnienie i zebranie podstawowych wiadomości z fizyki o momentach magnetycznych dipolowych, orbit elektronowych i jądra atomowego.

W rozdziale trzecim autor wprowadza czytelnika już w zagadnienia bezpośrednio związane ze zjawiskiem jądrowego rezonansu magnetycznego, rozważając efekt paramagnetyzmu jądrowego, magnetyzację próbki w stanie równowagi termodynamicznej, pole magnetyczne w ciałach namagnetyzowanych, oddziaływanie zmiennego pola elektromagnetycznego na taki układ i związane z nim zjawisko rezonansowego pochłaniania.

Dalsze dwa rozdziały książki poświęcone są niezmiernie ważnym procesom relaksacyjnym. Autor analizuje przebieg tych procesów i ich wpływ na obserwowany efekt, oraz omawia teorię magnetycznej relaksacji jądrowej. Warto tu podkreślić bardzo ładne i zrozumiałe przedstawienie trudnych zagadnień teorii relaksacji i interesujące powiązanie ich ze zjawiskami doświadczalnymi. Uwzględnione są również praktyczne zagadnienia związane z interpretacją uzyskanych w doświadczeniach danych.

Wreszcie w ostatnim krótkim rozdziale zatrzymuje się autor jeszcze nad metodą echa spinowego i jej zastosowaniami.

Autor postawił sobie, jak już zaznaczyłam, zadanie bardzo trudne — w małej objętości książki zmieścić podstawowe, najniezbędniejsze dane dla tych, którzy mają cokolwiek wspólnego z problemami związanymi z magnetycznym rezonansem jądrowym i chcą zastosować tę metodę w swej pracy. Zadanie jest tym trudniejsze, że potencjalnymi czytelnikami, zainteresowanymi bezpośrednio metodą, są nie tylko fizycy, lecz chemicy i technicy. Wiadomo zaś, jak trudno wybrać materiał i zmieścić wiele treści w małej objętości, co jest jednak niezbędne, gdy

chce się pracę przystosować dla możliwie szerokiego grona. Łatwo przytem wpaść w zbytne uproszczenia, nawet nieściśności. Dr Hennelowi udało się uniknąć tego. Dał ładny, zwarty wykład, jasny i zrozumiały. Wybór materiału jest logiczny. Książka będzie na pewno bardzo przydatna nie tylko całej rzeszy pracowników naukowych bezpośrednio pracujących nad zjawiskiem jądrowym rezonansu i jego zastosowaniami, lecz dla tych, którzy chcieliby zapoznać się z możliwościami tej dziedziny, zainteresowani jej perspektywą.

Pewne tylko zastrzeżenia budzi podana bibliografia. Autor co prawda zastrzega, że daje wybór tych jedynie prac, z których bezpośrednio korzystał i na które się powołuje, lecz wydaje się, że w tak przeglądowej i wprowadzającej czytelnika do nowej dziedziny pracy cenne byłoby pełniejsze zestawienie literatury, nawet do poszczególnych rozdziałów. Może też jeszcze nieco więcej warto było zwrócić uwagę na bezpośrednie zastosowanie teorii do interpretacji wyników doświadczalnych. Są to jednak raczej usterki niezmiernie drobne przy bardzo wartościowej pozycji naszej literatury naukowej.

Karolina Leibler

K. Mendelssohn: Fizyka niskich temperatur. (Tłum. z języka angielskiego T. Marchaj) PWN, Warszawa 1966, stron 200, cena 22 zł

Omawiana książka stanowi zwięzły wykład fizyki niskich temperatur i może służyć jako przegląd najważniejszych zagadnień z tej dziedziny dla osób nie specjalizujących się w niej. Książka składa się z ośmiu rozdziałów. W pierwszym rozdziale opisane są metody osiągania niskich temperatur (skraplanie gazów i chłodzenie magnetyczne). Rozdział drugi dotyczy termomaterii niskotemperaturowej. Trzeci rozdział jest poświęcony ciepłu właściwemu w niskich temperaturach oraz metodom jego pomiaru. Czwarty rozdział obejmuje magnetyzm jonów w solach paramagnetycznych, orientację jąder atomowych i zjawiska oscylacyjne (zjawisko de Haasa-van Alphen, oscylację oporu i termoelektrycznego napięcia). Piąty rozdział omawia przewodnictwo elektryczne i ciepłe metali i dielektryków w niskich temperaturach. Rozdział szósty dotyczy nadprzewodnictwa i zjawisk z nim związanych; omówiono także niektóre praktyczne zastosowania nadprzewodnictwa. Siódmy rozdział jest poświęcony właściwościom ciekłego helu. W ostatnim, ósmym rozdziale znalazły miejsce te zagadnienia fizyki niskich temperatur, które nie mogły być włączone do żadnego z poprzednich rozdziałów. Omówiono więc pokrótce rozszerzalność cieplną, zmianę właściwości mechanicznych, zamrażanie wolnych rodników, komory pęcherzykowe z ciekłym wodorem, masery. Książka została uzupełniona dodatkami w postaci tabelaryzowanych wartości funkcji Debye'a oraz tablic temperaturowej zależności prężności par nasyconych nad ciekłym orto- i parawodorem i nad ciekłymi izotopami helu ^3He i ^4He ; może się więc okazać pożyteczna również dla osób pracujących w dziedzinie niskich temperatur.

Niestety, tłumaczenie książki pozostawia wiele do życzenia. Prócz usterek językowych, spowodowanych najczęściej zbyt dosłownym przekładem zwrotów angielskich (np. „zmiana w cieple właściwym“), książka zawiera rażące błędy terminologiczne. Np. obok nazwy „energia zerowa“ oznaczającej energię układu w temperaturze zera bezwzględnego (a więc energię różną od zera) w tekście występują nazwy „zerowy opór“ lub „zerowa indukcja“ mające oznaczać brak oporu lub równą zero indukcję magnetyczną.

Z zupełnie błędnym nazewnictwem spotykamy się w rozdziale o ciekłym helu. Tytuł podrozdziału „Helium three“ został przetłumaczony jako „Hel III“, a wiadomo przecież, że cyfra rzymska I lub II dopisana do nazwy helu oznacza jedną z dwu faz tego samego skroplo-nego izotopu helu (^4He), natomiast nazwa „Helium three“ nie ma z tym nic wspólnego i dotyczy lekkiego izotopu helu ^3He .

Pominięty tutaj rozważania, czy należy używać nazwy „nadciekłość“ czy bardziej odpowiadającej obcojęzycznym terminom i charakterowi zjawiska nazwy „nadpłynność“, nie możemy się jednak zgodzić z nazwą „nadeicz“ stosowaną przez tłumacza na oznaczenie składowej nadpłynnej w dwuskładnikowym modelu He II, a już całkiem nonsensowne jest nazywanie „nadstanem“ stanu podstawowego (niewzbudzonego) cieczy nadpłynnej. Błędów tego rodzaju jest znacznie więcej, nie będziemy ich jednak tutaj wszystkich wyszczególniać. W wyniku takiego tłumaczenia książka nie spełnia należycie swego zadania, gdyż — poza rozpowszechnianiem fałszywego nazewnictwa — w wielu fragmentach staje się po prostu niezrozumiała.

Eugeniusz Trojanar

Erik M. Rogers: Fizyka dla dociekliwych. Część II. Astronomia. Rozwój teorii astronomicznych, PWN, Warszawa 1966, str. 347 (Tłumaczył z języka angielskiego Marcin Kubiak)

Książka ta jest poświęcona rozwojowi teorii astronomicznych od czasów najdawniejszych do Newtona. Stanowi ona drugą część pięciotomowego cyklu obejmującego całość fizyki, może być jednak czytana niezależnie od pozostałych tomów wchodzących w skład cyklu. Dostępna

jest dla czytelników znających początki algebry i trygonometrii, a więc dla uczniów starszych klas szkół średnich oraz dla ludzi interesujących się naukami przyrodniczymi, mającymi wykształcenie humanistyczne. Napisana jest jednak tak ciekawie, że i początkujący studenci wydziałów matematyczno-fizycznych i przyrodniczych znajdą w niej interesujące wiadomości.

Książka dzieli się na dwanaście rozdziałów. Pierwsze trzy poświęcone są astronomii starożytnej, zwłaszcza greckiej i astronomii średniowiecznej. Autor pokazuje w tych rozdziałach długą drogę, jaką torował sobie w starożytności umysł ludzki od mitologii do poznania naukowego i do początków racjonalnych teorii, konfrontowanych z doświadczeniem.

Dalsze cztery rozdziały poświęcone są kolejno: Kopernikowi, Tycho de Brahe, Keplerowi i Galileuszowi. Zawierają one ciekawe szczegóły biograficzne i przedstawienie drogi, jaką doszli oni do swoich odkryć i sformułowanie praw, które dziś uważamy za tak oczywiste, że zapominamy o tym, ile długotrwałego wysiłku kosztowało dojście do nich.

Następny rozdział zawiera elementarne rozważania z dziedziny kinematyki i dynamiki ruchu kołowego, ilustrowane przykładami i rysunkami.

Rozdział ten służy jako przygotowanie do dwóch dalszych rozdziałów traktujących o życiu i dziele Newtona i teorii grawitacji. Autor podaje oryginalne brzmienie praw Newtona i naszkicowaną drogę rozumowania, która przez badanie ruchu księżycy doprowadziła Newtona do sformułowania prawa powszechnego ciężenia, które później sprawdził wyprowadzając prawa Keplera dla ruchu planet i obliczając masy planet z prawa powszechnego ciężenia i wyjaśniając inne zjawiska, jak spłaszczenie ziemi, precesję żyroskopu i powstawanie przyływów i odpływów morza. W związku z dziełami Newtona opisuje autor pomiary stałej grawitacji różnymi metodami i zestawia w tabelce różne kolejne pomiary tej stałej, począwszy od 1740 roku, a skończywszy na 1942 r. Ostatni rozdział książki noszący tytuł *Naukowe teorie i metody* ma charakter metodologiczny. Opisana jest w nim droga tworzenia teorii naukowej i jej sprawdzanie.

Wśród drobnych usterek wymienię tylko dwie, które młodemu czytelnikowi tej książki mogłyby dać fałszywy obraz nowej fizyki. Na str. 233 pisze autor: „Budowę atomu opisujemy w jednym z dalszych rozdziałów. Będziemy tam zakładać, że w ruchu elektronów po małych orbitach jąder atomowych spełnione są prawa Newtona...”. Zdanie to sugeruje słuszność prymitywnej teorii Bohra. Na str. 307—308 znajduje się — „Obecnie, dwieście lat później, posiadamy wystarczającą ilość dowodów doświadczalnych, by stwierdzić, że światło zachowuje się winno jak fale, jak i strumień pędzących cząstek; jako słuszną przyjmujemy teorię, która zaskakująco przypomina teorię Newtona”. Podobieństwo pomiędzy newtonowską korpuskularną teorią światła a nowoczesną kwantową teorią światła jest bardzo powierzchowne, są to dwie zasadniczo różne teorie.

Te i parę innych drobnych usterek nie obniżają wartości tej ciekawej książki, tym bardziej, że można się spodziewać, że w dalszych tomach tej książki zagadnienia budowy atomów i światła będą wyjaśnione w sposób poprawny.

Bronisław Średniawa

R. A. Smith: *Półprzewodniki*. (Tłumaczył z języka angielskiego W. Wardziński) PWN, Warszawa 1966, str. 487, cena 56 zł.

Ukazanie się polskiego przekładu książki R. A. Smitha pt. *Półprzewodniki*, ucieszyło z pewnością wszystkich tych, którzy interesują się fizyką ciała stałego.

Książka przeznaczona jest zarówno dla pracowników naukowych, zajmujących się badaniami podstawowymi, jak i dla inżynierów, pracujących nad zastosowaniami praktycznymi półprzewodników.

Jej podręcznikowy charakter czyni ją również cenną pomocą dla studentów fizyki oraz wydziałów łączności.

Pomimo ogromnego rozwoju fizyki i techniki półprzewodnikowej zarówno na świecie, jak i w Polsce, na naszym rynku księgarskim dawał się odczuć wyraźny brak pozycji wydawniczych w tej dziedzinie.

Wydanych dotychczas kilka tłumaczeń książek zagranicznych, z pewnością nie zaspokajało istniejących potrzeb. Potrzeb tych nie zaspokoi również i książka *Półprzewodniki*, nie mniej jednak jest ona cennym i ważnym uzupełnieniem dla wydanych dotychczas pozycji.

W pierwszym rozdziale autor przedstawia w sposób bardzo ciekawy i poglądowy historię prac nad półprzewodnikami oraz podstawy ich teorii.

Rozdział drugi traktuje o kwantowo-mechanicznych podstawach współczesnej teorii półprzewodników.

W kolejnych rozdziałach omówione są zagadnienia związane z niedoskonałościami sieci krystalicznej, wiązaniami chemicznymi w półprzewodnikach, różnego typu poziomami energetycznymi.

Po omówieniu problemów, związanych z rozkładem elektronów pomiędzy różne poziomy i pasma energetyczne, autor przechodzi do teorii zjawisk transportu. Omawia tu procesy roz-

proszeniowe, zachodzące w półprzewodnikach, a następnie po dyskusji równania Boltzmann analizuje szczegółowo zjawiska galwanomagnetyczne, termomagnetyczne, termoelektryczne zarówno dla przypadku słabych, jak i silnych pól magnetycznych oraz z punktu widzenia struktury pasm energetycznych.

Rozdział 7 książki poświęcony jest omówieniu zjawisk optycznych w półprzewodnikach. W rozdziale 8 natomiast przedstawione są zagadnienia dyfuzji elektronów i dziur, procesy rekombinacyjne oraz własności złącz $p-n$.

Kolejny rozdział 9 omawia metody określania charakterystycznych właściwości półprzewodników oraz wyznaczania podstawowych parametrów.

W dwóch następnych rozdziałach (10 i 11), omówione są, w sposób już raczej encyklopedyczny, własności pierwiastków półprzewodnikowych oraz związków półprzewodnikowych.

W podobny sposób potraktowany jest ostatni — 12 rozdział, poświęcony omówieniu niektórych zastosowań półprzewodników.

Bogata bibliografia cytowana na każdej stronie książki umożliwia czytelnikowi odwołanie się w razie potrzeby do literatury oryginalnej.

Cenną pomocą dla czytelnika jest również zestawienie na końcu książki najważniejszych artykułów przeglądowych, dotyczących półprzewodników.

Z wyjątkiem trzech ostatnich rozdziałów, książka ma w zasadzie charakter teoretyczny, ale stosowany w niej aparat matematyczny i sposób ujęcia materiału są przystępne zarówno dla fizyków eksperymentatorów, jak i inżynierów.

Tłumaczenie jest poprawne, a używana terminologia jest zgodna z przyjętą w języku polskim terminologią dla tej dziedziny fizyki.

Jerzy Kolodziejczak

Nowi profesorowie zwyczajni i nadzwyczajni

Rada Państwa na posiedzeniu w dniu 22 kwietnia 1967 r. nadała tytuł naukowy profesora zwyczajnego Janowi Stefanowi Nikliborcowi, prof. nadzwyczajnemu w Uniwersytecie Wrocławskim i Włodzimierzowi Żukowi, prof. nadzwyczajnemu w Uniwersytecie Marii Skłodowskiej-Curie w Lublinie.

Tytuł naukowy profesora nadzwyczajnego Rada Państwa nadała Julianowi Auleytnerowi, docentowi w Instytucie Fizyki Polskiej Akademii Nauk, Wiesławowi Czyżowi, docentowi w Instytucie Fizyki Jądrowej w Krakowie, Ryszardowi Gajewskiemu, docentowi w Instytucie Badań Jądrowych i Romanowi Żelaznemu, docentowi w Instytucie Badań Jądrowych.

Nagroda Londona

Nagrode Fritza Londona za wybitne osiągnięcia w dziedzinie fizyki niskich temperatur otrzymał C. J. Gorter, dyrektor Laboratorium Kamerlinga Onnesa w Lejdzie.

Gorter urodził się w Utrechcie, studiował w Lejdzie, gdzie doktoryzował się u de Haasa. W latach 1931—1936 opublikował serię podstawowych prac z termodynamiki nadprzewodnictwa jako odwracalnego przejścia fazowego. Wspólnie z H. B. G. Casimirem opracował model dwucieczkowy nadprzewodnictwa. Odkrył relaksację paramagnetyczną i pierwszy próbował zaobserwować jądrowy rezonans magnetyczny (próba ta nie powiodła się ze względu na niewłaściwy wybór próbki). Gorter zajmował się także zagadnieniami antyferromagnetyzmu, należy wreszcie wspomnieć o wcale nie najmniej ważnym jego osiągnięciu — metodzie uzyskiwania najniższych temperatur (tzw. metodzie Gortera Rosego), wyzyskującej magnetyczne uporządkowanie jąder.

Nagroda Kalinga

Nagrode Kalinga — międzynarodową nagrodę UNESCO za upowszechnianie nauki — otrzymał za rok 1966 Eugene Rabinowitch, redaktor czasopisma *Bulletin of the Atomic Scientists*.

Order dla Ruski

Wybitny niemiecki specjalista w dziedzinie optyki elektronowej prof. E. Ruska, dyrektor Zakładu Mikroskopii Elektronowej Instytutu Fritza Habera przy Towarzystwie Maxa Plancka, został odznaczony Wielkim Krzyżem Zasługi Republiki Federalnej Niemiec.

Narodowy Medal Nauki

Amerykański Narodowy Medal Nauki za rok 1966 otrzymał John H. Van Vleck, profesor matematyki i filozofii naturalnej Uniwersytetu Harvard, za wybitny wkład w teorię magnetycznych i dielektrycznych właściwości materii oraz za rolę, jaką odegrał w rozwoju teorii struktury cząsteczkowej.

Dwudziestopięciolecie pracy sekretarza
Académie des Sciences

Dnia 2 lutego 1967 minęło 25 lat od wybrania Louisa de Broglie'a na stałego sekretarza (*secrétaire perpétuel*) francuskiej Akademii Nauk. Prezes Académie des Sciences — Pierre-Paul Grassé tak powiedział o de Broglie'u: *wykonywał swoje funkcje z taktem i oddaniem, których nie przestajemy cenić i podziwiać*. Louis de Broglie jest również członkiem Akademii Francuskiej.

Akcelerator czy decelerator?

W. Fairbank wspólnie z L. Knightem i F. Wittebornem z Uniwersytetu Stanford w Kalifornii skonstruowali akcelerator fantastycznie niskich energii (Fantastically Low Energy Accelerator — FLEA) dla przeprowadzenia porównania między przyciąganiem grawitacyjnym elektronu i pozytronu i pomiaru ich anomalnych momentów magnetycznych. Elektrony lub pozytrony w stanie podstawowym wędrują wzdłuż cylindrycznej rury, sterowane polem magnetycznym. Mierzy się czas, w którym cząstki dochodzą do końca rury. Użyto rury o średnicy 2 cm i uzyskano energie rzędu 10^{-10} eV.

Do doświadczeń ze spadkiem swobodnym użyto rury o średnicy 5 cm i długości 300 cm. Eksperymenty wykazały, że (zgodnie z teorią L. Schiffa i M. V. Barnhilla) elektrony swobodne podlegają takiej samej sile grawitacyjnej jak elektrony w metalu. Przepuszczając prąd elektryczny przez ściągany rurę można poddać spadające elektrony działaniu stałej siły mniejszej od siły grawitacyjnej. Porównanie czasów przelotu dla różnych przyłożonych sił wykazało, że cząstki poruszające się powoli w rurze są elektronami. Uzyskanie niskoenergetycznych pozytronów jest problemem o wiele trudniejszym. Można to osiągnąć przez spowalnianie pozytronów emitowanych ze źródła promieniotwórczego przez wielokrotne zderzenia z atomami gazu. Eksperyment tego typu będzie zapewne pierwszą próbą zmierzenia właściwości grawitacyjnych antymaterii.

Konferencje pod patronatem IUPAP

Międzynarodowa Unia Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP) udzieliła swego patronatu następującym konferencjom, mającym się odbyć w bieżącym roku:

czerwiec — Promieniowanie Kosmiczne — Calgary
 lipiec — Zderzenia atomowe — Leningrad
 sierpień — Gazy zjonizowane — Wiedeń
 sierpień — Masy jąder — Winnipeg

sierpień — Cząstki elementarne — Rochester
 wrzesień — Magnetyzm — Boston
 wrzesień — Struktury jąder — Tokio
 wrzesień — Akceleratory — Cambridge
 ? — Ekscytory — Kalifornia
 ? — Spektroskopia molekularna — Madryt

Nowa Komisja IUPAP

Na Ogólnym Zebraniu Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej, które odbyło się we wrześniu 1966 r. została powołana do życia Komisja Fizyki Atomowej, Cząsteczkowej i Spektroskopii. Jest to już szesnasta komisja Unii. Przewodniczącą nowej Komisji został prof. G. Herzberg (Ottawa). Na członków zostali wybrani prof. W. L. Fite (Pittsburg), prof. S. C. Brown (Cambridge) i prof. W. C. Price (Londyn). Do komisji zostaną wkrótce dokooptowani jeszcze inni członkowie.

Stulecie śmierci Faradaya

W roku bieżącym mija sto lat od śmierci Faradaya, wielkiego eksperymentatora, którego badania otworzyły nową erę w dziedzinach fizyki, genialnego samouka, człowieka o wielkim charakterze.

Michał Faraday urodził się 22 września 1791 r. w wiosce Newington Butts na ówczesnych przedmieściach Londynu, jako syn kowala. Naukę rozpoczął w szkole podstawowej, ale jej nie ukończył, gdyż matka odebrała go ze szkoły, chroniąc go przed niesłuszną karą za złą wymowę. Gdy miał lat dwanaście, rodzice chcąc przygotować go do pracy zawodowej oddali go na próbę do księgarni p. Reibeau, gdzie pełnił funkcję roznosiela gazet. Po roku próby pozostał w tej samej księgarni jako terminator introligatorski przez okres siedmiu lat. Faraday jednak nie tylko oprawiał książki, które przychodziły do sklepu, ale również wiele czytał. Oto jak pisał o swojej młodości: „Gdy byłem terminatorem bardzo lubilem czytać książki naukowe, które wpadły mi w ręce, między

innymi zachwyciłem się *Rozmowami o chemii* Maceti i traktatami o elektryczności w Encyklopedii Brytyjskiej. Robiłem proste doświadczenia, których koszty można było pokryć kilkoma pensjami na tydzień, skonstruowałem również maszynę elektryczną, najpierw z fiolki szklanej, później z prawdziwego cylindra, jak również inne przyrządy elektryczne w podobnym rodzaju“. Dzięki pomocy finansowej starszego brata udaje mu się wysłuchać cyklu wykładów popularnych z fizyki i astronomii. Później jeden z klientów księgarni p. Riebau, Dance, członek Instytutu Królewskiego ułatwia mu wstęp do Instytutu na wykłady sławnego chemika Sir Humphry Davy'ego. W grudniu 1812 r. Faraday odważył się, jak sam później powiedział, na *krok prosty lecz bardzo śmiały*. Pięknie i starannie spisał treść czterech ostatnich wykładów Davy'ego, uzupełnił je mistrzowsko wykonanymi rysunkami i elegancko oprawiony tom przesłał Sir Humphry'emu z prośbą o przyjęcie go do pracy w Instytucie Królewskim. Po pewnym namyśle Davy zaproponował Faradayowi stanowisko pomocnika w pracowni chemicznej, to jest stanowisko odpowiadające mniej więcej funkcji dzisiejszego laboranta. Faraday bez wahania propozycję tę przyjął i przez pozostałe 45 lat swego życia pracował w Instytucie Królewskim, początkowo jako ów „pomocnik“, później jako współpracownik Davy'ego, a po śmierci Sir Humphreya, jako jego następcą. Praca w Instytucie Królewskim była wynagradzana bardzo skąpo. Faraday pozostawał całe życie bardzo niezamożny, prawie ubogi i przez wiele lat musiał zarabiać zajęciami ubocznymi na utrzymanie żony i własne.

Poza licznymi publikacjami w czasopiśmie naukowych, najbardziej godnym uwagi dokumentem odnoszącym się do badań Faradaya jest jego *Dziennik*, który prowadził nieprzerwanie od 1820 r. do 1862 r. Instytut Królewski opublikował w roku 1932 *Dziennik* Faradaya w siedmiu grubych tomach in folio, zawierających razem 3236 stron i kilka tysięcy rysunków. Prowadzenie *Dziennika* było u Faradaya nie tylko nawykiem dobrego eksperymentatora, lecz także koniecznością życiową — Faraday bowiem miał bardzo złą pamięć. Utrudniało mu to niezmiernie prace, zwłaszcza

w późniejszych latach, gdy wyczerpanie doprowadzało go nieraz do zupełnego zaniku pamięci. Zdarzało się, że przeglądając *Dziennik* stwierdzał, że tego samego odkrycia dokonał parę razy, albo, że na pytanie, na które teraz właśnie szukał odpowiedzi, dawno już odpowiedź był znalazł.

Faraday był człowiekiem niesłychanie wprost dobroci i serdeczności, pozbawiony był tak częstej wśród naukowców zawiści. Był szczery, prosty i pełen wdzięku. Bardzo lubił dzieci, i mimo że własnych nie miał, doskonale rozumiał ich psychikę. Faraday był świetnym popularyzatorem. Umiął posługiwać się precyzyjnym, lecz jednocześnie prostym i barwnym językiem, trafiającym do słuchacza nie mającego głębszego przygotowania naukowego. Jego słynne Odczyty Gwiazdkowe (*Christmas Lectures*) mogłyby dziś jeszcze służyć za wzór dla wszystkich wykładowców. Cykl odczytów Faradaya o chemicznej historii świecy pt. *Dzieje świecy* ukazał się w doskonałym przekładzie polskim Marii i Stanisława Kalinowskich.

Po odkryciu praw elektrolizy, dokonany jeszcze w czasach terminowania u p. Riebau, Faraday stawia sobie w r. 1822 zadanie „magnetyzm przeobrazić w elektryczność“. Po szeregu nieudanych prób każe przygotować pierścienią z miękkiego żelaza, na którym nawinięte są dwie cewki z drutu. 29 sierpnia 1831 r. tak notuje w swoim *Dzienniku*: „...Naładowałem baterię z 10 płyt po 4 cale kwadratowe. Zwoje na stronie B połączyłem w jedną zwojnicę i jej końce połączyłem drutem miedzianym, który w pewnej odległości (3 stopy od pierścienia żelaznego) przechodził tuż nad igłą magnetyczną. Wtedy połączyłem końce jednego z kawałków na stronie A z baterią. Natychmiast pojawiło się wyczuwalne oddziaływanie na igłę. Oscylowała, a w końcu ustawiła się w położeniu pierwotnym. Przy przerywaniu połączenia strony A z baterią znów zakłócenia igły.“ Faraday natychmiast pojął istotę nowego zjawiska: prąd indukcyjny tylko wówczas powstaje w obwodzie, gdy w miejscu obwodu pole magnetyczne jest zmienne. W niecałe trzy miesiące od daty tego epokowego odkrycia Faraday uczynił dalszy ważny krok w badaniach związku między elektrycznością a magnetyzmem.

Oto co zanotował w swoim *Dzienniku* 17 października 1831 r. : „...Te powiązane końcówki połączone długimi drutami miedzianymi z galwanometrem — wtedy koniec magnesu z prętu 3/4 cala średnicy i 8 1/2 cala długości wsadzono w koniec otworu cylindra spirali — potem szybko wsunięto cały magnes, igła galwanometru wychyliła się, potem wróciła i znów igła poruszyła się, lecz w przeciwnym kierunku. To zjawisko powtarzało się za każdym razem, gdy wsuwano lub wyciągano magnes i dlatego fala elektryczności była wytwarzana przez samo zbliżanie magnesu a nie przez jego pozostawianie *in situ*“.

Po odkryciu zjawiska indukcji elektromagnetycznej Faraday prowadzi dalsze badania w tej dziedzinie, których wyniki przedstawione są w 29 rozprawach *Experimental Researches in Electricity*. W dwóch ostatnich rozprawach tego cyklu Faraday wypowiada ogólną postać prawa indukcji. Buduje maszyny wytwarzającą prądy za pomocą indukcji — pierwszą maszynę magneto-elektryczną. Rozważając oddziaływanie elektromagnetyczne Faraday odrzucił możliwość *actio in distans* i każdy mechaniczny impuls przypisywał działaniom z pobliza. Aby przedstawić sobie siły działające między ładunkami elektrycznymi i magnesami, Faraday wyobrażał sobie, że przestrzeń między nimi wypełniona jest jakimś ośrodkiem. Mówił o czymś podobnym do rurek gumowych, które rozciągają się między różnoimiennymi ładunkami elektrycznymi lub biegunami magnetycznymi i przyciągają je do siebie. Analogicznie, przewodnik, po którym płynie prąd, otaczały kołowe rurki Faradaya. Idee Faradaya były w dużym stopniu tylko jakościowe i mogą nam się dziś wydawać naiwne, otwały one jednak nową erę w rozwoju fizyki. Wprowadziły do fizyki pojęcie pola sił. Faraday tak daleko posunął się w swojej koncepcji, że w odczycie wygłoszonym w 1846 r. wypowiedział hipotezę, że zjawisko promieniowania świetlnego polega na drganiach rozchodzących się wzdłuż linii sił łączących atomy materii. Przypuszczał, że eter, w którym rozchodzą się drgania świetlne, może służyć również do przenoszenia sił elektrycznych i magnetycznych. Pogląd ten, rozwinięty przez

Maxwella, zapanował w fizyce współczesnej.

Poszukiwania związku między zjawiskami magnetycznymi a optycznymi doprowadziły Faradaya do odkrycia skręcenia płaszczyny polaryzacji światła przechodzącego przez ciała umieszczone w polu magnetycznym (zjawisko Faradaya). Oto fragment jego notatek z dn. 13 października 1845: „...Doświadczenia z kawałkiem ciężkiego szkła... Nie było efektu, gdy jednakowe bieguny magnetyczne lub przeciwne bieguny znajdowały się po przeciwległych stronach (w stosunku do biegu promienia spolaryzowanego) — ani gdy jednakowe bieguny znajdowały się po tej samej stronie — ani przy prądzie stałym, ani przemiennym. Ale gdy przeciwne bieguny magnetyczne były po tej samej stronie, to wywierany był efekt na promień spolaryzowany, tak więc dowiedziono, że siła magnetyczna i światło są ze sobą związane. Ten fakt okaże się najprawdopodobniej nadzwyczaj płodny i o wielkiej wartości w badaniach obu stanów siły naturalnej“.

Będąc przekonany, że wszystkie zjawiska obserwowane w świecie są ze sobą jakoś związane, Faraday próbował również ustalić związek między siłami elektromagnetycznymi a newtonowskimi siłami grawitacji. W r. 1849 tak pisał w swoim *Dzienniku*: „Grawitacja. Ta siła na pewno musi być zdolna do eksperymentalnego związku z elektrycznością, magnetyzmem i innymi siłami, związku, który przejawiałby się we wzajemnym działaniu i równoważnych efektach. Zastanów się przez chwilę jak przystąpić do tej sprawy poprzez fakty i próby“. Jednak liczne doświadczenia, jakie Faraday podejmował dla odkrycia takiego związku, pozostawały bezowocne i tę część *Dziennika* zakończył słowami: „Tu kończą się tymczasem moje próby: wyniki są negatywne. Nie zmieniają one mego silnego przekonania o istnieniu związku między grawitacją i elektrycznością, jakkolwiek nie dają one dowodu, że związek taki istnieje“.

W r. 1840 Faraday zajmując się zagadnieniami elektrochemicznymi dochodzi do wniosku, że energia elektryczna ogniw pochodzi z procesów chemicznych. Jakkolwiek zasada zachowania energii nie była jeszcze wówczas sformułowana, argumenty

Faradaya na niej się właśnie opierają: „nigdy się nie zdarza, aby siła powstawała lub została stworzona bez odpowiedniego wyzerpania czegoś, co ją wywołuje“.

Poza badaniami z dziedziny elektromagnetyzmu i optyki Faraday zajmował się również zmianami stanu skupienia materii. W 1823 r. udało mu się przez zwiększanie ciśnienia, przy niewielkim tylko ochłodzeniu, skroplić chlor, siarkowódór, chlorowódór i amoniak (amoniak co prawda skroplił przypadkowo już w r. 1790 Van Marum, gdy sprawdzał dla tego gazu prawo Boyle'a i Mariotta). Później (około r. 1845) stosując mieszaninę chłodzącą stałego dwutlenku węgla z eterem oraz większe ciśnienia, Faraday skroplił prawie wszystkie znane wówczas gazy z wyjątkiem wodoru, tlenu, azotu, tlenku azotu i tlenku węgla, które mimo obniżenia temperatury do -110°C i podwyższenia ciśnienia do 50 atmosfer nie zmieniały swego stanu skupienia. „Jest rzeczą prawdopodobną — pisał Faraday — że w tej temperaturze żadne zwiększone ciśnienie, chyba nadzwyczaj wielkie, nie może skroplić utworzonego gazu. Otóż temperatura -110°C leży dla wodoru, tlenu i azotu ponad tym stopniem, nie należy przeto oczekiwać, aby pod jakimkolwiek ciśnieniem — chyba pod takim, któremu by towarzyszyło zimno o wiele jeszcze większe, niż to, które można było wytworzyć — można je było zmusić do zmiany swego stanu gazowego“.

Geniusz i charakter Faradaya zdobyły mu powszechne uznanie współczesnych. Już w r. 1832 Uniwersytet Oxfordzki nadał mu stopień doktora *honoris causa*. Londyńskie Royal Society zaproponowało mu godność prezydenta — zaszczytu tego jednak Faraday nie przyjął, tak jak nie przyjął proponowanego mu tytułu szlacheckiego.

Maxwell tak scharakteryzował (w swoim *Treatise on Electricity and Magnetism*) twórczość Faradaya: „Metoda, którą posługiwał się Faraday w swoich badaniach polegała na ciągłym odwoływaniu się do doświadczenia, jako do środka sprawdzania ścisłości pojęć i na ciągłym rozwijaniu pojęć pod bezpośrednim wpływem doświadczenia. W ogłoszonych przez niego badaniach spotykamy się z jego poglądami,

wyrażonymi językiem, który jest najwłaściwszy dla rodzącej się nauki, gdyż różni się nieco od stylu fizyków, przywykłych do ujmowania pojęć przekazanych w kształty matematyczne... Było to, być może, z korzyścią dla nauki, że Faraday, chociaż posiadał doskonałą znajomość pojęć zasadniczych czasu, przestrzeni i siły, nie był matematykiem z zawodu. Nie kusił się o zagłębianie w liczne i ciekawe dociekania matematyki czystej, jakie by mu podsuwały jego odkrycia, gdyby zostały ujęte w formy matematyczne, i nie czuł się powołanym do narzucania swym pomysłem kształtów, które odpowiadałyby gustowi matematycznemu epoki, ani do wyrażania ich w postaci która pozwoliłaby matematykom na zajęcie się nimi. W ten sposób miał dość czasu na wykonanie swej własnej pracy osobistej i na uzgodnienie swych myśli z doświadczeniem i na wyrażenie ich językiem zwykłym i nie technicznym“.

Faraday umarł 26 sierpnia 1867 r.

Pani Curie dla filumenistów

Zakłady Przemysłu Zapalczanego w Częstochowie postanowiły również uczcić przypadającą w tym roku setną rocznicę urodzin Pani Curie wypuszczając na rynek zapalki w pudełkach z napisem: M. Curie-Skłodowska 1867—1934 i z rzekomą podobizną wielkiej uczzonej. Intencja ZPZ Częstochowa jest godna uznania, szkoda tylko że ikonografia nie jest na właściwym poziomie. A może to jest pomysł racjonalizatorski — jeden uniwersalny portret, który będzie mógł służyć w przyszłości dla uczczenia innej osoby, bez względu na płeć.

A. L. Patterson

(1902—1966)

Dnia 6 listopada 1966 r. zmarł A. L. Patterson, fizyk, który dał podstawy nowoczesnej analizie strukturalnej kryształów.

Arthur Lindo Patterson urodził się 23 lipca 1902 r. w Nelson w Nowej Zelandii. Studiował na Uniwersytecie McGill w Montrealu w Kanadzie, a następnie pracował

u Sir Williama H. Bragga, a później w Berlinie u Maxa von Laue i Maxa Plancka. Doktoryzował się w r. 1928. Będąc przekonany, że teorię Fouriera można zastosować do analizy struktur cząsteczkowych, poświęcił temu zagadnieniu kilka lat badań. Doprowadziło to do opublikowania przez niego pracy o interpretacji szeregu F^2 (nazwanego tak przez Pattersona, lecz obecnie powszechnie nazywanego funkcją Pattersona).

Patterson był przez wiele lat członkiem Komitetu Wykonawczego Międzynarodowej Unii Krystalograficznej.

I. J. Pomeranieczuk (1913—1966)

Dnia 14 grudnia 1966 r. zmarł nagle I. J. Pomeranieczuk, znany rosyjski fizyk teoretyk.

Izaak Jakowlewicz Pomeranieczuk urodził się 20 maja 1913 r. Studiował w Leningradzkim Instytucie Technologicznym. W r. 1935 rozpoczął pracę naukową pod kierunkiem L. D. Landaua.

Pomeranieczuk zajmował się teorią rozpraszania neutronów w kryształach, teorią przewodnictwa cieplnego dielektryków oraz oddziaływaniem elektronów z promieniowania kosmicznego z polem magnetycznym Ziemi. Ostatnio jednak jego głównym zainteresowaniem była fizyka jądrowa wysokich energii. Jest on twórcą teorii, według której przy dostatecznie wysokich energiach przekroje czynne na rozpraszanie cząstki i antycząstki stają się identyczne.

W r. 1953 Pomeranieczuk został wybrany członkiem Akademii Nauk ZSRR. Był on również laureatem Nagrody Stalinowskiej i został odznaczony Orderem Lenina.

R. J. Van de Graaff (1902—1967)

Dnia 16 stycznia 1967 r. zmarł R. J. Van de Graaff, wynalazca maszyny elektrostatycznej stosowanej w laboratoriach fizyki jądrowej.

Robert Jemison Van de Graaff urodził się w 1902 r. w Tuscaloosa w stanie Alabama. W 1924 r. ukończył studia inżynierskie na Uniwersytecie Alabama. Zaraz po studiach wyjechał na rok do Paryża, gdzie uczył się m. in. na wykłady Pani Curie. Następny rok spędził w Oxfordzie. W r. 1928 doktoryzował się na podstawie pracy o ruchliwości jonów w gazach, w szczególności jonów dodatnich w wodorze. W r. 1929 rozpoczyna w Princeton budowę pierwszego generatora elektrostatycznego, który, jak się wyraził K. T. Compton, został wykonany „z blaszanej puszki, jedwabnej wstążki i małego silnika, praktycznie bez żadnych kosztów“. Ten pierwszy generator Van de Graaffa dawał 80 000 V — napięcie ograniczone było wyładowaniami koronowymi z brzegów puszki. W następnych latach Van de Graaff znacznie ulepszył swoją maszynę. Dziś generator Van de Graaffa stanowi bardzo poważne narzędzie badań fizyki jądrowej, a również i fizyki ciała stałego.

Zarząd Główny Polskiego Towarzystwa Fizycznego zwraca się do wszystkich czytelników *Postępów Fizyki* z uprzejmą prośbą o nadsyłanie wszelkich posiadanych przez nich pamiętek po Profesorze Marianie Smoluchowskim na adres: Polskie Towarzystwo Fizyczne, Zarząd Główny, Warszawa, ul. Hoża 69.

ZARZĄD

Przewodniczący
Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący
Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI
czł. rzecz. PAN

Sekretarz
Doc. dr ANIELA WOLSKA

Skarbnik
Dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członek Zarządu
Doc. dr HALINA CHECIŃSKA
Dr TOMASZ HOFMOKL

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Białystok — Doc. dr EMANUEL TREMBACZOWSKI
Gdańsk — Doc. dr ALFONS KAWSKI
Głwice — Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI
Kraków — Prof. dr JERZY JANIK
Lublin — Doc. dr DANUTA STACHÓRSKA
Łódź — Doc. dr MARIAN KRYSZEWSKI
Opole — Doc. dr CZESŁAW JANKIEWICZ
Poznań — Doc. dr ZDZISŁAW PAJĄK
Szczecin — Dr WIKTOR NOWAK
Toruń — Doc. dr KAZIMIERZ ANTONOWICZ
Warszawa — Doc. dr JULIAN AULEYTNER
Wrocław — Doc. dr STANISŁAW PRZESTALSKI

TREŚĆ

M. Halaunbrenner — Roman Negrusz (1874—1926)	229
J. H. Green — Pozytonium — jego tworzenie i oddziaływania	235
D. S. Czernawski — Zagadnienia teorii procesów nieelastycznych przy wielkich energiach	247
K. Rybicki — Koherentna produkcja cząstek w oddziaływaniach wysokiej energii	267
M. Łukaszewski — Optyczne przejścia wielokwantowe	287
K. Sobczyk — Rozpraszanie fal na powierzchniach nierównych. Część III Zagadnienia probabilistyczne	301

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

L. J. Schiff — Kilka uwag o nauczaniu audytoryjnym	309
--	-----

KĄCIK JEZYKOWY

A. Rakowski — Jeszcze raz częstość — częstotliwość	315
--	-----

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

K. Grotowski — Międzynarodowa Konferencja Fizyki Jądrowej w Gatlinburgu (12—17 września 1966 r.)	317
R. Mierzecki — Międzynarodowe Kolokwium — Postępy Spektroskopii Ramanowskiej (Magdeburg 11—14 październik 1966 r.)	321

RECENZJE

J. W. Hennel — Wstęp do teorii magnetycznego rezonansu jądrowego (K. Leibler)	325
K. Mendelssohn — Fizyka niskich temperatur (E. Trojnar)	326
E. M. Rogers — Fizyka dla dociekliwych (B. Średniawa)	326
R. A. Smith — Półprzewodniki (J. Kolodziejczak)	327

KRONIKA

Warunki prenumeraty czasopisma

„POSTĘPY FIZYKI“ — dwumiesięcznik

Prenumeratę na kraj przyjmują urzędy pocztowe, listonosze oraz Oddziały 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.

Exemplarze 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.

TREŚĆ

M. Halaunbrenner — Roman Negrusz (1874—1926)	229
J. H. Green — Pozytonium — jego tworzenie i oddziaływania	235
D. S. Czernawski — Zagadnienia teorii procesów nieelastycznych przy wielkich energiach	247
K. Rybicki — Koherentna produkcja cząstek w oddziaływaniach wysokiej energii	267
M. Łukaszewski — Optyczne przejścia wielokwantowe	287
K. Sobczyk — Rozpraszanie fal na powierzchniach nierównych. Część III Zagadnienia probabilistyczne	301

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

L. J. Schiff — Kilka uwag o nauczaniu audytoryjnym	309
--	-----

KĄCIK JĘZYKOWY

A. Rakowski — Jeszcze raz częstość — częstotliwość	315
--	-----

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

K. Grotowski — Międzynarodowa Konferencja Fizyki Jądrowej w Gatlinburgu (12—17 września 1966 r.)	317
R. Mierzecki — Międzynarodowe Kolokwium — Postępy Spektroskopii Ramanowskiej (Magdeburg 11—14 październik 1966 r.)	321

RECENZJE

J. W. Hennel — Wstęp do teorii magnetycznego rezonansu jądrowego (K. Leibler)	325
K. Mendelssohn — Fizyka niskich temperatur (<i>E. Trojnar</i>)	326
E. M. Rogers — Fizyka dla dociekliwych (<i>B. Średniawa</i>)	326
R. A. Smith — Półprzewodniki (<i>J. Kołodziejczak</i>)	327

KRONIKA

Warunki prenumeraty czasopisma

„POSTĘPY FIZYKI“ — dwumiesięcznik

Prenumeratę na kraj przyjmują urzędy pocztowe, listonosze oraz Oddziały 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.