

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

TOM XVII

ZESZYT 2

---

1966

## 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. koresp. PAN (Kraków)

## KOMITET REDAKCYJNY

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

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

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

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XVII, ZESZYT 2

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
1966

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 1081 + 140 egz.	Rękopis dostarczony 7. I. 1966 r.
Ark. wyd. 10,25 ark. druk. 8 <sup>5</sup> / <sub>8</sub> +1 wkł.	Podpisano do druku 18. IV. 1966 r.
Pap. druk. sat. 80 g. kl. III. 70×100	Druk ukończono w kwietniu 1966 r.
Zamówienie 28/66	Cena zł 15.—

T-16



*Władysław Natanson*

*Jan Weysenhoff*

Członek korespondent PAN  
Kraków

## Pamięci Władysława Natansona w setną rocznicę Jego urodzin \*

Niedawno minęło sto lat od urodzenia się w Warszawie Władysława Natansona (18 czerwca 1864 — 26 lutego 1937), późniejszego profesora Uniwersytetu Jagiellońskiego, jednego z najwybitniejszych fizyków polskich końca dziewiętnastego i pierwszej połowy dwudziestego wieku. Nie był on pierwszym w swojej rodzinie, który zajmował się twórczo nauką. Ojciec jego, Ludwik, był nie tylko znanym lekarzem praktykiem, ale również i autorem wielu rozpraw naukowych z dziedziny medycyny, fizjologii i pedagogiki. Jak wielkimi uzdolnieniami do nauki odznaczała się rodzina Natansonów świadczy o tym również fakt, że stryj Władysława, Jakub Natanson, od r. 1862 profesor Szkoły Głównej w Warszawie, opublikował w r. 1876 pracę o tworzeniu się fuksyny (przez utlenianie aniliny) i przez to stał się bezsprzecznie twórcą pierwszego barwnika anilinowego, którego odkrycie zapoczątkowało powstanie całego wielkiego działu chemii technicznej barwników anilinowych, niestety nie w Polsce, gdzie nie było wówczas odpowiednich warunków po temu.

Władysław Natanson uczęszczał do szkół średnich w Warszawie i ukończył je w r. 1882, po czym wstąpił na wydział matematyczno-fizyczny uniwersytetu w Petersburgu, gdzie między innymi słuchał wykładów takich sław, jak matematyk A. Markow („łańcuchy Markowa“!), fizyk Ch wolson, a przede wszystkim Mendelejew. Po czterech przepisowych latach, w r. 1886, Natanson uzyskuje w Uniwersytecie Petersburskim stopień kandydata nauk fizyczno-matematycznych. W tymże roku wyjeżdża do Anglii, gdzie kontynuuje studia u wielkiego J. J. Thomsona w Cambridge. W latach 1887 i 1888 Natanson dwukrotnie powraca do Dorpatu, by otrzymać tam stopnie magistra (na podstawie pracy z teorii kinetycznej gazów niedoskonałych) i doktora fizyki (na podstawie pracy o kinetycznej teorii zjawiska Joule'a). Do Cambridge powracał jeszcze młody Natanson kilkakrotnie. Spędził również pewien czas na studiach w Strasburgu i w Grazu, gdzie, jak pisze, „próbował uczyć się od słynnego Ludwika Boltzmana“.

\* Przemówienie wygłoszone 21 września 1965 podczas uroczystości otwarcia XIX Zjazdu Fizyków Polskich w Krakowie.

O tym okresie swego życia wspomina Natanson w swym życiorysie napisanym w r. 1933, jak następuje: „... istotny wpływ na mnie wywarli: w dzieciństwie, mój Ojciec oraz starszy brat mój Edward; pod koniec tego okresu Gosiewski i Witkowski. Na ogół byłem jednak i pozostałem samoukiem. Ani w szkole, ani w Uniwersytecie, ani podczas pielgrzymki po świecie, nie umiałem, nie potrafiłem, nie miałem szczęścia być uczniem. Już wówczas rozumiałem, że będzie to dla mnie wielkim brakiem na przyszłość. Z żalem widziałem (i dziś znowu widzę), że byłem samoukiem, że miałem i mam wszystkie braki i wady samouka. Głębszą przyczyną tego niedostatku mego przygotowania była prawdopodobnie jakowaś wewnętrzna właściwość umysłu, która sprawiła, że byłem sobie istotnym nauczycielem; sam sobie byłem przewodnikiem, słabym naturalnie i niedoświadczonym. Przez całe jednak życie starałem się ze wszystkich sił uczyć się od najwyższych Mistrzów, chociażby już Ich dawno nie było na ziemi. Ale nauczyłem się tym sposobem od Newtona, od Lagrange'a, Kelvina, Clausiusa, od J. W. Gibbsa, od G. G. Stokesa, od Lorda Rayleigh, P. Duhema, H. A. Lorentza. Najpierwszym, umiłowanym wzorem i wodzem był zawsze J. Clerk-Maxwell. Obcowanie z dziełami genialnych twórców pozostawia w umyśle i w duszy ślady i skutki, których mym zdaniem, żadne wykłady — seminaryjne, zagraniczne — wydać nie mogą.“

W latach 1888—1889 wiele czasu zajęło Natansonowi napisanie pięknego dzieła pt. *Wstęp do Fizyki Teoretycznej*, w którym zawarł swe poglądy na rozwój podstawowych dziedzin fizyki: dynamiki, termodynamiki i teorii kinetycznej gazów. Podręcznik ten, jako obejmujący tylko klasyczne działy fizyki, do dzisiaj mało stracił na aktualności i mógłby z korzyścią służyć dzisiejszym autorom za wzór przejrzystości wykładu, starannego opracowania i pięknego (może na dzisiejszy gust zbyt wyszukanego) stylu.

Na początku r. 1891 Natanson miał już w swoim dorobku trzydzieści kilka prac naukowych, ale być może, że wspomniany dopiero co podręcznik przyczynił się też niemało do zwrócenia uwagi Augusta Witkowskiego, profesora Uniwersytetu Jagiellońskiego, na młodego, obiecującego i nadzwyczaj skromnego uczonego i zaproponowania mu habilitowania się na docenta fizyki teoretycznej na tym Uniwersytecie. Habilitacja odbyła się w czerwcu r. 1891 i odtąd Natanson losy swoje splótł nierozzerwalnie z Wszechnicą Jagiellońską, oddając jej wszystkie siły swoje, bez przerwy, przez z górą 45 lat. W r. 1907 został wybrany na dziekana Wydziału Filozoficznego, a w r. 1922/3 piastował urząd rektora Uniwersytetu Jagiellońskiego. Po prostu nie można sobie wyobrazić, by Natanson stał się tym, kim był, w oderwaniu od Krakowa, jego Uniwersytetu i Akademii Umiejętności.

Jak odmienne były czasy, w których Natanson zaczynał i kontynuował swoją działalność w Krakowie, o tym mogą świadczyć zebrania dyskusyjne, „sympozjony“, które, przynajmniej w dalszym swoim rozwoju, odbywały się przeważnie w mieszkaniu profesorostwa Natansonów, a w których brali udział między innymi, „serdeczni i bliscy przyjaciele“ Natansona — jak sam ich nazywa — Napoleon Cybulski (biolog), Konstanty Górski (historyk

sztuki i poeta), Kazimierz Kostanecki (anatom), Jacek Malczewski (malarz), Karol Olszewski (chemik), ksiądz profesor Pawlicki (filozof), Karol Potkański (historyk), August Witkowski (fizyk). Dzisiaj już fizycy pracujący w różnych dziedzinach nauki, noszących wspólną nazwę „fizyki“, z trudnością znajdują wspólny język!

Nie tutaj miejsce na szczegółowe omawianie działalności naukowej Natansona, muszę więc poprzestać na kilku uwagach. Specjalne uzdolnienie Natansona do nauk ścisłych oraz gorące umiłowanie nauki i wiara w jej moralne posłannictwo zaczęły się pojawiać bardzo wcześnie. Już jako piętnastoletni chłopiec ogłasza Natanson, wraz ze starszym bratem Edwardem, swój pierwszy artykuł popularno-naukowy pt. *Słońce i węgiel*. Nastąpiło po tym kilka dalszych prac popularnych, po czym w latach 1885 i 1886 ukazały się dwie prace doświadczalne obu Natansonów, pt. *Badania nad dysocjacją dwutlenku azotu*, które stanowiły jedno z dwóch pierwszych doświadczalnych potwierdzeń „prawa działania mas“, odkrytego na drodze teoretycznej w r. 1867 przez Guldberga i Waagego. Badania Natansonów, o których mowa, zaliczają się do klasycznych prac z tej dziedziny wiedzy i jako takie są cytowane do dzisiaj w podręcznikach termodynamiki i termochemii, które zajmują się również i rozwojem historycznym tych gałęzi wiedzy.

Czasy, w których młody uczoney stawiał tak udatne pierwsze kroki na niwie naukowej, sam, w wiele lat później, pięknie scharakteryzował, pisząc: „*W końcu XIX stulecia zapanowało w atomistyce niejaki zniechęcenie; pojawili się myśliciele, którzy zaprzeczyli jej użyteczności. Roztrząsając modły poznawania ludzkiego Ernest Mach, Ostwald i inni filozofowie uznali atomistykę za prostą zabawkę umysłu, której, jak wydawało się wówczas, błahą naiwności obnażyli wybornie. I gdy atomistyka była podana we wzgardę, stało się, czego najmniej można się było spodziewać: nieomal ośmieszona doktryna strzelita płomieniem i nowym światłem zalała nowe obszary nauki. Nie obronivszy się od ani jednego metodologicznego i krytycznego zarzutu, opanowała myśl pokolenia i od lat niemal trzydziestu prowadzi ją do nieoczekiwanych, zdumiewających zdobyczy*“.

Bogaty dorobek naukowy Natansona obejmuje 142 pozycje, z czego 82 prace czysto naukowe. Z wyjątkiem trzech lat — z tych dwa podczas pierwszej wojny światowej — prace Natansona ukazywały się rokrocznie od dziewiętnastego roku jego życia aż do śmierci; w samym tylko roku 1888, gdy miał 24 lata, opublikował 11 sporych prac czysto naukowych i jedną popularno-naukową. Prace Natansona ukazywały się w najrozmaitszych czasopismach naukowych polskich i zagranicznych, ale przeważnie w *Sprawozdaniach Polskiej Akademii Umiejętności* w Krakowie, której Natanson był członkiem korespondentem od r. 1893, członkiem czynnym od r. 1900, sekretarzem Wydziału Matematyczno-Przyrodniczego w r. 1907, a w r. 1926 tegoż Wydziału dyrektorem (tj. przewodniczącym).

Wiedziony trafnym poczuciem rzeczywistości zaciąga się od razu Natanson w szeregi atomistów, jak o tym świadczą nie tylko jego rozprawy: magisterska



i doktorska, ale i cały szereg dalszych prac z teorii kinetycznej gazów. Jednakże rozwój fizyki poprzez wieki wykazuje, że nigdy żadna teoria fizyczna, oparta na dużej ilości faktów doświadczalnych, nie zostaje bez reszty wyparta przez inną, że każda tak zwana „rewolucja“ w nauce okazuje się po głębszym zbadaniu tylko szczególnie szybką ewolucją. Również i ostateczne zwycięstwo teorii atomistycznych nie zaszkodziło w niczym termodynamice, uszczuplając tylko nieco zakres jej ważności (w postaci klasycznej). Toteż i pomiędzy pracami Natansona znajdujemy wiele rozważań odnoszących się do termodynamiki. Za ukoronowanie tego kierunku jego badań uważać należy rozprawy z lat 1896 i 1897; *O prawach zjawisk nieodwracalnych* i *O termokinetycznych własnościach potencjałów termodynamicznych*. Natansonowi udało się w nich uogólnić zasadę wariacyjną Hamiltona do zjawisk nieodwracalnych. Pierre Duhem, jeden z największych znawców i precyzatorów termodynamiki klasycznej, oparł na tych pracach, co wyraźnie zaznacza, cały jeden rozdział swego sławnego, dwutomowego *Traité d' Energétique ou de Thermodynamique Générale* z r. 1911. Ale o tych pracach Natansona będzie zaraz dokładniej mówił kolega Gumiński. Więc ja powiem jeszcze tylko kilka słów o innych pracach Natansona.

Przez szereg lat zajmował się Natanson również i teorią ruchu cieczy lepkich, aż do roku 1907, w którym pod wrażeniem dzieł Larmora i Lorentza, twórców elektronowej teorii materii, pisze pierwszą swą pracę o *Elektromagnetycznej teorii dyspersji i ekstynkcji*. Odtąd do kresu swej działalności nie przestaje się interesować zastosowaniami teorii elektronów, szczególnie do własności optycznych materii. Spośród licznych cennych prac z tej dziedziny wybija się na pierwszy plan rozprawa, ogłoszona w r. 1909 w *Journal de Physique*, pt. *O polaryzacji eliptycznej światła w środowisku absorbującym i skręcającym płaszczyzną polaryzacji*, w której Natanson podaje pewną regułę znaną, szczególnie we Francji, pod nazwą „reguły Natansona“. Od r. 1929, w związku z nowo powstałą „mechaniką undulacyjną“ — jak zwykł ją był nazywać — zajmuje się Natanson podstawami optyki, szczególnie optyki geometrycznej i wyprawdza kilka bardzo ogólnych twierdzeń, obejmujących jako szczególny przypadek zasadę Fermata. Krótki ten przegląd nie wyczerpuje oczywiście ani malej części tak bogatej spuścizny naukowej Natansona.

Jednakże czas nagli i muszę przejść do niemniej ważnych i dla wielu słuchaczy zapewne ciekawszych spraw, dotyczących osobowości profesora Natansona, który był nie tylko wielkim uczonym, ale również i wielkim mówcą, wielkim wykładowcą, wielkim pisarzem oraz, jak się o nim wyraził Juliusz Kleiner: *człowiekiem szczytowych wyzyn ducha*. Pozwolę sobie tutaj odczytać kilka wypowiedzi Kleinera, z którymi się całkowicie zgadzam, ale których nie umiałbym tak pięknie wysłowić. Są one wyjęte z artykułu Kleinera, pt. *Wielki przyrodnik-humanista*, napisanego w r. 1937 tuż po śmierci Natansona.

*Tym, co niezależnie od zasług w dziedzinie fachowej, zaciekawia i przykuwa w postaci Natansona, jest wyjątkowa pełnia i bogactwo i piękno osobistości...*

Ustaliło się przekonanie o różności poznania przyrodniczego i humanistycznego; nierzadka jest u przyrodników niechęć do humanistyki, lekceważenie jej metod i przedmiotów. Tym wyraziściej góruje nad ścieraniem się tych stanowisk Władysław Natanson jako przyrodnik-humanista. Pionier jasnego, ścisłego myślenia, bezwzględnie liczącego się z faktami, wróg przemieniania znaczeń słowa w mity metafizyczne, a jednocześnie czciciel intuicji jako jedyne źródła płodnych myśli i myśliciel przeniknięty świadomością tajemnicy — Natanson ogarnia zdobycze poznania przyrodniczego spojrzeniem głęboko ludzkim, humanistycznym — widzi w nich walkę duchowości z bezkresem natury. Obecny jest myśli Jego zawsze Kosmos i człowiek...

Przedziały w strukturze wiedzy uznawał za nieistotne, przejęty odczuciem potężnej jedności wszechświata i jedności sfer duchowych. „Granice wszystkich nauk“ — twierdził Natanson w mowie swej rektorskiej — „niewątpliwie są sztuczne, pozorne są ściany, które między nimi wznosimy. Niewątpliwie cała nauka ludzka jest jedną, jedyną nauką“. ... Jak Natanson nie uznaje granic między naukami, tak nie uznaje odgraniczania nauki od życia. Głosi kult nauki prawdziwej, żyjącej, zrosłej z życiem. Protestuje przeciw jej wylączaniu się z narodowej lub ludzkiej całości. Daleki jest wszakże od pozytywnego utylitaryzmu. Nauka służy potężnie życiu właśnie wtedy i tylko wtedy, gdy jest całkowicie autonomiczna, obca jakimkolwiek celom pozanaukowym. „Nauka — mówił Natanson — właśnie wtedy przynosi najwięcej owoców, gdy ich nie szuka. Służy ona tym, że jest sobą, że podnosi, że oczyszcza, że rozświeśla. Że w nieprzeparty majestat natury wpatrzona, nie pozwala pamiętać o celach drobnych i niskich. Więc „chociaż jest tylko usiłowaniem i próbą, jest potęgą moralną, jest czystą i wielką mistrzynią“.

A dalej pisze Kleiner: Wyróżniający się w równej mierze myśleniem na wskroś filozoficznym, jak wysubtelnioną, wykwinętą wrażliwością artystyczną, miał wzrok przywykły do ogarniania przestrzeni, do wpatrywania się w świetlistość wyżyn i błękit nieba. Krag zainteresowań miał ogromny. Rozkochany w dostojęństwie Krakowa i zbratany z tradycjami Oxfordu i Cambridge, z Shakespearem obcował duchowo i z kulturą aleksandryjską, a w studiach stojących na szczycie biografistyki polskiej<sup>1</sup> i będących niby ustępami nowoczesnych Plutarchowych żywotów, wizerunek Shelleya kreślił z tą samą wnikliwością i plastyką, co portret Bacona lub ciepłem przyjazni ożywioną charakterystykę Mariana Smoluchowskiego czy Karola Potkańskiego.

Nie można chyba lepiej scharakteryzować szlachetnej postaci Władysława Natansona niż jego własnymi słowami, wyjętymi z jego przemówienia rektorskiego, wygłoszonego podczas uroczystości inauguracji roku akademickiego 1922/23

<sup>1</sup> Zawartych w pięciu tomach przemówień, odczytów i szkiców literacko-naukowych Władysława Natansona, z których ostatni, pod nazwą *Prądy umysłowe w dawnym Islamie* ukazał się kilka zaledwie tygodni przed śmiercią autora. Cztery poprzednie tomy noszą tytuły: *Odczyty i szkice* (1908), *Oblicze Natury* (1923), *Porządek Natury* (1928) oraz *Widmokrąg Nauki* (1934). Jaka szkoda, że są dzisiaj niemalże nieosiągalne. (J. W.)

na Uniwersytecie Jagiellońskim: *Twórcze myślenie, samotne pasowanie się z nierozwiązaną, często nie przeczuwaną przez nikogo zagadką, jest jedną z wielkich i czystych radości, które są duchowi ludzkiemu dostępne. Ale tę radość trzeba przyplacić. Okupić ją trzeba zmęczeniem dni pracowitych, trzeba ją zdobyć brnąc przez zniechęcenie i gorycz, trzeba ją osiąść wytrwałością i hartem. Do naukowego badania powołani są tylko nieliczni, szczęśliwi i nieszczęśliwi zarazem...*

**In Commemoration of the Hundredth Anniversary of the Birth of Władysław Natanson**

*Abstract:* A speech made on September 21, 1965, during the opening ceremonies of the 19th Congress of Polish Physicists.

Kazimierz Gumiński

Katedra Chemii Teoretycznej  
Uniwersytetu Jagiellońskiego

### O pracach termodynamicznych Władysława Natansona \*

Pamiętam jak dziś, ten dzień czerwcowy sprzed 35 laty, gdy umówiony na południową godzinę zgłosiłem się do Profesora Natansona w Jego mieszkaniu przy ówczesnej ulicy Studenckiej pod numerem 3. Szedłem prosić Go o wskazówki, jak prowadzić swe studia uzupełniające z fizyki teoretycznej. Byłem bowiem studentem chemii, który uległ czarowi Jego wykładu. Oповідziałem Mu, że ukończyłem właśnie studium książki Plancka *Vorlesungen über Thermodynamik*. Profesor zachnął się. „Nie, proszę pana, to nie jest dobre ujęcie. Jest mgliste, nieprecyzyjne. Napisałem o tym do Plancka obszerny osobisty list. Niech pan zapozna się z dziełami klasyków na początek” — ciągnął dalej. Oto — wyjmował z biblioteki książki i kładł przede mną — Clausiusa: *Über mechanische Wärmetheorie*, oto Duhema: *Traite d'énergétique ou de thermodynamique générale*, oto wreszcie Gibbsa: *Collected Works*. I aby jakoś ośmielić mnie wobec podsukanego zadania, dorzucił: „To jest królewska droga od chemii do fizyki. Ja sam nią szedłem“.

Obraz nie byłby pełny, byłby co gorsza fałszywy, gdybym natychmiast nie dodał: był to rok 1930 a w dwa lata później Profesor Natanson poprosił mnie ponownie do siebie i wręczył swoje, świeżo wydane, *Pierwsze zasady mechaniki undulacyjnej*.

\*

\*

\*

Istotnie, pierwsze prace Profesora Natansona dotyczą, par excellence, zagadnień fizykochemicznych. Wspólnie z bratem Edwardem publikuje w roku 1885 i 1886 rozprawy dotyczące dysocjacji tlenków azotu i równowagi termodynamicznej tej reakcji. A jeszcze przed tym, w roku 1879 i w roku 1882, artykuły pod tytułami: *Słońce i węgiel* oraz *Wartość chemiczna i jej zmienność*.

\* Przemówienia wygłoszone w Auli Uniwersytetu Jagiellońskiego na Akademii poświęconej uczczeniu setnej rocznicy urodzin W. Natansona, na otwarcie XIX Zjazdu Polskiego Towarzystwa Fizycznego w Krakowie, w dniu 22 X 1965 r.

Prace nad dysocjacją  $\text{NO}_2$ , nad reakcją chemiczną i jej równowagą w układzie gazowym, poprowadziły Natansona ku zagadnieniom kinetycznej i statystycznej teorii gazów. W latach 1887—1890 pojawiają się takie Jego prace jak: *Über die kinetische Theorie unvollkommener Gase*, *Studia nad prawem Maxwella*, *O zadaniu Taita*, *Über die Geschwindigkeit, mit welcher Gase den Maxwell'schen Zustand erreichen*, *Über die kinetische theorie der jouleschen Erscheinung*, *Sur l'explication d'une expérience de Joule après la théorie cinétique des gaz*, *Über die Wärmeerscheinungen bei der Ausdehnung der Gase*, *Über die kinetische Theorie der Dissociationserscheinungen in Gasen*.

W pracach tych przejawia się już coraz wyraźniej problem, który w całej myśli naukowej Natansona jest motywem wiodącym, niepokojącym, twórczym. Coraz wyraźniej wysuwa się w nich zagadnienie nieodwracalnych procesów w przyrodzie, ich mechanizmu i praw. Nie darmo punktem wyjścia badań naukowych Natansona była reakcja chemiczna, proces nieodwracalny w swej naturze.

Zagadnienia kinetycznej teorii gazów prowadzą Natansona do problemów gazów rzeczywistych. W nawiązaniu do prac Van der Waalsa, w roku 1889 pisze: *Sur la correspondance des équations caractéristiques*, *Sur les températures, les pressions et les volumes spécifique*, w roku 1891 *O jedności linii ortobarycznych*, w 1892 *Über das Gesetz der thermodynamischen Übereinstimmung und die Anwendung desselben in der Theorie der Lösungen*, *L'interprétation dynamique de l'isotherme*.

Równoległe z tymi pracami podejmuje Natanson badania ściśle termodynamiczne, przy czym są one również konsekwencją uprzednich rozważań kinetycznych. Na moment ten warto zwrócić uwagę, pamiętając daty tych prac. Oto w roku 1888 pojawia się w *Kosmosie* odczyt Natansona pt. *Uwagi nad II prawem mechanicznej teorii ciepła*, w roku 1891 artykuł *O rozpraszaniu energii*. W roku 1892 publikuje Natanson pracę *Über thermodynamische Potentiale*. W tymże roku również drukuje rzecz pt. *Studien zur Theorie der Lösungen*, w roku 1894 *Thermodynamische Deutung des Maxwell'schen Gesetzes*.

Coraz wyraźniej centralnym punktem zainteresowań, palącym ogniskiem twórczego niepokoju staje się dla Natansona zjawisko nieodwracalności. Natanson widzi wyraźnie, ostro spostrzega, że termodynamika nie jest nią w gruncie rzeczy. Na kilka dziesiątków lat wyprzedzając rozwój nauki widzi w niej tylko termostatykę. Stawia sobie ogromnie trudne, do dziś właściwie w pełni nie rozwiązane zadanie, stworzenia termokinytyki.

Ku temu celowi zdąża Natanson po dwu drogach. Jedna z nich, posługująca się metodami statystyki, opiera się na badaniu funkcji dysypacji energii. W roku 1893 publikuje Natanson pracę: *Sur l'interprétation cinétique de la fonction de dissipation*, w roku 1894 *Sur l'énergie cinétique du mouvement de la chaleur et la fonction de dissipation correspondante*, w roku 1897 *Sur la théorie cinétique de mouvement tourbillonnaire*, w roku 1901 *Sur les lois de la viscosité*, *Sur les lois de la diffusion*, w roku 1902 *Sur la propagation d'un petit mouvement*, *Sur la conductibilité calorifique d'un gaz en mouvement*, *Sur la fonction dissipa-*

*tive d'un fluide visqueux*, w roku 1903 *Sur l'application des équations de Lagrange dans la théorie de la viscosité, Sur l'approximation de certaines équations dans la théorie de la viscosité, Remarques sur la théorie de la relaxation*.

Druga droga, po której szedł Natanson ku termokinetyce, była natury odmiennej, prowadziła szlakami wielkich uogólnień, wzorowała się na wielkich zasadach wariacyjnych. Natanson przeprowadzał porównanie statyki i współczesnej mu termostatyki — jak nazywał termodynamikę ówczesną. Zwracał uwagę, że ta ostatnia daje jedynie prawa dla układów w stanie termodynamicznej równowagi. Upřednio prace nad potencjałami termodynamicznymi pozwoliły Mu uchwycić paralelizm formalny między prawami równowagi w statyce a prawem równowagi w termostatyce. Ten paralelizm legł u podstaw postulowanej przezeń zasady termokinetycznej, mającej tak opisywać proces termodynamiczny jak wariacyjna zasada Hamiltona opisuje prawa ruchu w dynamice. Natanson uogólnia zatem dynamikę na termodynamikę. W jego zasadzie wariacyjnej funkcja Lagrange'a uzupełniona jest o energię wewnętrzną, przyrost zaś tej ostatniej wyrażony jest pracą i ciepłem procesu. Rozbijając to ostatnie na ciepło skompensowane i nieskompensowane, wprowadza tym samym Natanson przyrost entropii oraz to co nazwalibyśmy dziś źródłem entropii.

Ta kluczowa praca Natansona opublikowana została przezeń, jak to miał w zwyczaju, w kilku językach, *On the laws of irreversible phenomena* w *Philosophical Magazine*, *O prawach zjawisk nieodwracalnych* w *PAU*, *Sur les lois des phénomènes irréversibles* w *Biuletynach PAU*, *Über die Gesetze nicht umkehrbarer Vorgänge*, w *Zeitschrift für Physikalische Chemie*. W pracy tej pokazuje Natanson jak z proponowanej przezeń zasady wynikają, w poszczególnych warunkach, termokinetyczne równania Lagrange'a, znalezione przez Duhema, a w przypadku szczególnym przez Rayleigha, zasada zachowania energii, energia swobodna, dynamika i termodynamika odwracalna, opis zjawisk elektromagnetycznych nieodwracalnych, dynamika nieodwracalna, równania Rayleigha, hydrodynamika nieodwracalna, prawa dyfuzji Maxwella i Stefana, prawa przewodzenia ciepła, rozpraszanie energii elektromagnetycznej.

W części drugiej swej pracy wyraża Natanson ciepło nieskompensowane, a ściślej wielkość, którą dziś zwiemy źródłem entropii, poprzez funkcję dysypacji i przy jej pomocy przeprowadza analizę przypadków hydrodynamiki nieodwracalnej, dyfuzji, dynamiki nieodwracalnej, przewodnictwa cieplnego, czasów relaksacji.

Uzupełnieniem tej zasadniczej pracy Natansona w zakresie termodynamiki procesów nieodwracalnych jest ogłoszona w roku 1897 praca *Sur les propriétés thermocinétiques des potentiels thermodynamiques*.

\*

\*

\*

Referując prace termodynamiczne profesora Natansona zacytowałem tylko część jego dorobku, wybierając te z nich, które najtypowiej charakteryzują drogi, po których szedł, problemy, którym poświęcał swój żmudny, uporeczywy trud.

Dorobek naukowy Natansona w zakresie termodynamiki jest bardzo bogaty. Z licznych prac, cennych i w swej epoce bardzo pożytecznych, dwie weszły do skarbcza nauki w skali ogólnoświatowej, wliczając go do grona termodynamików w międzynarodowym wymiarze.

Pierwsza z nich to praca *Sur les potentials thermodynamiques* z r. 1891. Rezultaty w niej uzyskane i metodę zastosowaną wprowadził Duhem jako osobny paragraf w swym dziele *Traite d'énergétique ou de thermodynamique générale*, pisząc wyraźnie: *La théorie exposée au présent paragraphe et due à M. L. Natanson.*

Druga z nich to praca szerzej już omówiona, z roku 1896, *O prawach zjawisk nieodwracalnych*. Dzięki niej Natanson stał się prekursorem współczesnej termodynamiki procesów nieodwracalnych, cytowanym na czołowych miejscach przez głównych jej współczesnych przedstawicieli Prigogine'a i De Groota w ich fundamentalnych monografiach.

\* \* \*

Obie zasadnicze prace Natansona dotyczące procesów nieodwracalnych pojawiły się w latach 1896 i 1897. Upłynęło jeszcze przeszło 30 lat zanim rozwinęła się żywo współczesna termodynamika procesów nieodwracalnych. Jakież jest stosunek między nią a koncepcjami Natansona?

Współczesna fenomenologiczna termodynamika procesów nieodwracalnych postuluje liniową zależność przepływów termodynamicznych od termodynamicznych bodźców. Szczególnymi przykładami tych związków są np. równania Fouriera, Ohma, Ficka. Rzeczą istotną jest przy tym założenie, że dany przepływ termodynamiczny jest liniową funkcją wszystkich bodźców termodynamicznych, działających w układzie, o tym samym co przepływ charakterze tensorowym. Fundamentalnym założeniem współczesnej termodynamiki procesów nieodwracalnych jest zasada Onsagera, postulująca równość współczynników fenomenologicznych w efektach krzyżowych, innymi słowy postulująca symetryczność macierzy tych współczynników. Źródło entropii jest przy tym dane sumą iloczynów bodźców i koniugowanych przepływów, jest zatem kwadratową funkcją bodźców termodynamicznych. Te założenia prowadzą do zasady minimum źródła entropii w stanach stacjonarnych, w których przy zadanych niezmiennych bodźcach ustala się stacjonarny proces nieodwracalny.

Trzeba wyraźnie powiedzieć, że tej liniowej termodynamiki w swej pracy Natanson nie antycypował. Ale, rzecz szczególna, w Jego esejach znajdziemy wszystkie jej elementy, prócz jednego. Znajdziemy pojęcie bodźca i przepływu, lokalnego źródła entropii, spotkamy uwagi o liniowym związku przepływu i bodźca skoniugowanego, jako o pierwszym przybliżeniu. Nie zauważył natomiast Natanson kluczowego dla współczesnej termodynamiki procesów nieodwracalnych zjawiska efektów krzyżowych. Nie może zatem sformułować wyjściowych równań fenomenologicznych i zasady symetrii współczynników fenomenologicznych. Ale nie tylko On nie zauważył tego klucza. Nie zauważył

go przez lat 30 nikt przed Onsagerem. Thomson formułując swe prawa zjawisk termoelektrycznych nie zauważył go również, mimo że bezpośrednio miał wówczas do czynienia z typowymi efektami krzyżowymi.

Z drugiej strony zasada termokinetyczna Natansona ma o wiele ogólniejszy charakter niż liniowa, szczególna współczesna termodynamika procesów nieodwracalnych. Okazuje się, że zawarte są w niej implicite takie np. związki, jak zasada Biota zastosowana z powodzeniem do badań zjawisk lepko-plastycznych. Faktem jest również, że liniowe związki są przybliżeniem tylko, wystarczającym z procesach transportowych, ale zawodzącym już z reguły w reakcji chemicznej. Funkcje dysypacyjne Natansona są pomyślane ogólniej, szerzej.

Wydaje mi się osobiście, że zasada Natansona wyprzedziła rozwój nauki tak znacznie, że jeszcze dziś właściwe jej znaczenie musi być niedocenione. Być może, że, podobnie jak to było z zasadami wariacyjnymi Fermata i Maupertuis, sens jej głębszy objawi się kiedyś niespodziewanie, tak jak to się stało z tamtymi w hipotezie de Broglie'a.

\* \* \*

Działalność naukowa Profesora Natansona, a w szczególności te jej lata, które decydują o przynależności do danej epoki, przypadają na koniec ubiegłego i początek obecnego wieku. Była to epoka sukcesów termodynamiki Duhema i Gibbsa, osiągnięć Maxwella, okres panowania mechaniki i wielkich ogólnych zasad wariacyjnych. Ale równocześnie był to czas rewolucji teorii kinetycznej i atomistycznej, okres sporów z Ostwaldem, rewolucji, w której tak zasadniczy udział wziął później Smoluchowski. W trzy-cztery lata po opublikowaniu pracy Natansona o Jego zasadzie termokinetycznej, pojawia się praca Plancka o termodynamicznie zrównoważonym promieniowaniu ciała doskonale czarnego.

Była to więc w fizyce epoka klasycyzmu, w której coraz wyraźniej przejawiał się rewolucyjny romantyzm, do którego należeć miało jutro.

Wydaje mi się, że dla zrozumienia naukowej sylwetki Natansona, podkreślenie tej właśnie cechy epoki, w której mu przyszło tworzyć, szczególnie jest potrzebne. Klasyczna, niekiedy pedantyczna forma, w którą ujmował swe idee w ścisłych swych pracach, zmagala się w Nim z romantyczną intuicją, której dawał ujście w naukowych esejach.

Wydaje mi się, że Jego praca o procesach nieodwracalnych, postulująca zasadę termokinetyczną, którą należy po prostu nazwać zasadą Natansona, praca, która była Mu chyba najbliższa i najdroższa, była wynikiem zgodnego rezonansu obu nurtujących w Nim prądów.

\* \* \*

W moich referacie o pracach termodynamicznych Profesora Natansona, wygłaszanym dziś z racji uczenia setnej rocznicy Jego urodzin, pragnąłbym jakoś przybliżyć Go państwu. Lecz słowa moje są nieudolne. Niech więc na



zakończenie przemówi On sam słowami jednego ze swych niezrównanych esejów:

*W miarę rozszerzania się granic jej użyteczności, myśli, leżące na dnie termodynamiki, wznoszą się coraz wyżej ponad szczegóły rzeczywistości, ale istotę jej obejmują coraz ściślej w potężne zarysy. Im dalej posuwa się ta praca (w której imiona J. Willarda Gibbsa oraz P. Duhema będą zawsze z czcią wspomniane), tym dostrzegamy wyraźniej, że uogólniona termodynamika układa się w kształty podobne do owych form klasycznych, które zwyczajna mechaniczna statyka przybrała od przeszło stu lat.*

*Wiadomo, że każde zagadnienie Statyki jest z góry rozwiązane przez ogólną zasadę tej nauki, tzw. zasadę pracy wirtualnej. Jeden wzór, jeden wiersz pisma wyowiada zawartość Statyki; ale nie powinniśmy temu się dziwić: ów wiersz wyraża istotną treść odkryć pokoleń, od Archimedesusa aż do Lagrange'a. W termodynamicznej teorii równowag umiemy dzisiaj podobnie zagęścić treść całej nauki w jedną formułę prostą; formuła ta zaś jest całkiem podobna do podstawowej formuły Statyki. Dla dogodności i uproszczenia wprowadzamy często do rozumowań Statyki pewne ilościowe pojęcie, pewną funkcję stanu układu, tzw. potencjał; celem wystowienia zasady Statyki posługujemy się często tą funkcją. W termodynamicznej równowag tworzymy również potencjał, mianowicie termodynamiczny potencjał i mamy od niego podobne usługi jak w Statyce. Owóż termodynamiczny potencjał jest prostym uogólnieniem statycznego i otrzymuje się z niego przez uwzględnienie cieplnej strony równowag. Jest to okoliczność godna szczególnej uwagi; mamy tutaj coś więcej niż analogię formalną; mamy łączność dwóch nauk, mamy objęcie całej treści jednej nauki przez inną.*

*Dotąd dotarliśmy w teorii równowag; lecz taka teoria jest tylko odłamem potrzebnej nam w Fizyce nieodzownej termodynamiki. Równowaga jest krańcem zjawiska; poznaawszy ją, objęliśmy wzrokiem tylko powierzchnię rzeczywistości. Znajdujemy się wówczas w położeniu żeglarza, który opłynął wyspę, lecz na nią nie wysiadł i nie zbadał jej wnętrza. Ale w nauce nie możemy ustawać. Powinniśmy poszukiwać praw, które przewodniczą odbywaniu się termodynamicznych procesów; chociażbyśmy ich nie znaleźli, trud nasz komuś posłuży, kto, przyszedłszy po nas, oświeci się naszym błędzeniem.*

#### On the Thermodynamic Research of Władysław Natanson

*Abstract:* A speech made during a meeting at the Hall of the Jagellonian University commemorating the hundredth anniversary of the birth of W. Natanson, commencing the 19-th Congress of the Polish Physicists in Cracow on November 22, 1965.

3

*Aleksander Jabłoński*

Katedra Fizyki Doświadczalnej  
 Uniwersytet Mikołaja Kopernika  
 Toruń

## XIX Zjazd Fizyków Polskich (Kraków, 21—26 września 1965 r.) — wrażenia uczestnika

W dniach od 21 do 25 września 1965 r. odbył się w Krakowie XIX Zjazd Fizyków Polskich. Otwarcie Zjazdu i powitanie gości przez Przewodniczącego Komitetu Organizacyjnego prof. Dr H. Niewodniczańskiego odbyło się w Auli Uniwersytetu Jagiellońskiego. Na zebraniu tym została uczczona setna rocznica urodzin Władysława Natanson — przemówienia wygłosili prof. dr J. Weyssenhoff i prof. dr K. Gumiński. Wszystkie dalsze posiedzenia odbywały się w pięknej sali wykładowej nowego gmachu Instytutu Fizyki UJ. Dzięki „radiofonizacji“ (mikrofon zawieszany był na szyi przemawiającego), każde słowo przemawiającego było wyraźnie słyszane nie tylko na sali, w której odbywały się posiedzenia, lecz również i w sali sąsiedniej i innych pomieszczeniach zaopatrzonych w głośniki. Zjazd był świetnie zorganizowany. Przybyli do Krakowa uczestnicy rozlokowani zostali bardzo wygodnie w Międzynarodowym Hotelu Studenckim, gdzie też otrzymywali posiłki.

XIX Zjazd Fizyków Polskich został zorganizowany na innych niż Zjazdy poprzednie zasadach. Podział na sekcje specjalistyczne został zaniechany. Odbywały się jedynie posiedzenia plenarne, na których wygłaszane były (prawie wyłącznie) referaty zbiorcze. Referenci mieli za zadanie przedstawienie aktualnego stanu wiedzy w danym dziale Fizyki w oparciu o prace zgłoszone na Zjazd. Wszystkie zgłoszone na Zjazd prace podzielone zostały na 25 działów, włącznie z działem „Varia“, obejmującym prace nie pasujące do żadnego z większych działów. Referenci otrzymali zawczasu streszczenia przydzielonych im prac celem opracowania referatów zbiorczych. Niektórzy z referentów otrzymali około 20 takich streszczeń prac o tematyce bardzo różnorodnej. Jest rzeczą jasną, że omówienie takiej liczby prac w ciągu godzinowego referatu nastęczało ogromne trudności (na omówienie jednej pracy wypadłoby około 3 min., samo pokazanie przezroczy zajęłoby cały czas przydzielony na referat). Trudności te powiększa fakt, że referaty przeznaczone były w zasadzie dla niespecjalistów — każda z prac wymagała więc wprowadzającego wstępu. Toteż nic dziwnego, że najlepszymi referatami okazały się te, które obejmowały

najmniejszą liczbę prac i o tematyce najbardziej do siebie zbliżonej (np. referaty z dziedziny fizyki teoretycznej i z dziedziny fizyki jądrowej włącznie z promieniami kosmicznymi). Referenci, mający do zreferowania znacznie większą liczbę prac o różnorodnej tematyce, próbowali w rozmaity sposób pokonać trudności. Niektórzy wybierali sobie część prac należących do własnego działu i te referowali dość szczegółowo, a o pozostałych pracach wspominali jedynie w kilku słowach, lub nawet podawali jedynie ich tytuły i nazwiska autorów. Inni starali się wspomnieć krótko o wszystkich zagadnieniach, którym poświęcone były referowane prace. Taki sposób referowania nie mógł zadowolić ani autorów prac, ani słuchaczy referatów. Wydaje mi się, że w przyszłości referaty zbiorcze winny być poświęcone raczej określonym zagadnieniom, a nie przeglądowi prac zgłoszonych (w żadnym razie referat nie powinien ograniczać się do wyliczenia autorów i tytułów prac i miejsca ich wykonania!). Niewątpliwą zaletą nowych zasad organizowania Zjazdów jest umożliwienie ogółowi fizyków polskich zaznajomienia się z całokształtem dorobku polskiego w dziedzinie fizyki. Do wad zaliczyłbym niemożliwość owocnej dyskusji po zbyt z konieczności ogólnikowych (bo obejmujących zbyt szeroki zakres) referatach, oraz zamknięcie młodym pracownikom nauki drogi do referowania wyników prac własnych, przez co utracony jest bardzo istotny bodziec do zwiększenia ich wysiłku w pracy naukowej. Sprawa sposobu organizowania Zjazdów była dyskutowana na walnym zebraniu PTF, które odbyło się w ramach Zjazdu. Ponowne jej przedyskutowanie przed zorganizowaniem następnego Zjazdu wydaje się autorowi niniejszych uwag rzeczą wskazaną.

Uczestnicy omawianego Zjazdu otrzymali oprócz programu również i broszurkę zawierającą krótkie streszczenia zgłoszonych prac (prac zgłoszono trzysta kilkanaście, referatów wygłoszono 29). Szkoda, że broszurka ta nie zawierała skorowidza alfabetycznego autorów i listy uczestników Zjazdu. Szkoda też, że nie dało się wykroić w czasie trwania Zjazdu jednego popołudnia wolnego od referatów, przeznaczzonego na kontakty osobiste (w czasie jakiegś, np. wycieczki). Fizycy doświadczalni cieszyliby się bardzo, gdyby fizycy teoretyczni byli liczniej na zjazdach reprezentowani.

Na zakończenie chciałbym podkreślić niezwykłą gościnność gospodarzy Zjazdu. Za świetne zorganizowanie Zjazdu należą się Komitetowi Organizacyjnemu słowa uznania i wdzięczności ze strony wszystkich uczestników.

**XIX Meeting of Polish Physicists  
(Cracow, 21—26 September, 1965) — impressions of a participant**

*Abstract.* This meeting was organized in a way differing from that in which all earlier meetings were organized. There were no simultaneous sessions, no short communications by authors of contributed papers and no invited papers. Almost all lectures were given by "rapporteurs". Each of them had to review a number of contributed papers on related subjects. The pro's and contra's of such kind of proceedings are considered.

*Iwo Białynicki-Birula*

Institut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytetu Warszawskiego  
Warszawa

## Polowa teoria cząstek elementarnych \*

Rozpowszechniony pogląd głosi, że teoria cząstek elementarnych nie istnieje. Organizatorzy zjazdu poprosili mnie jednak o wygłoszenie referatu pt. „Teoria cząstek elementarnych“, muszę więc wystąpić tu w roli obrońcy z urzędu jedynej istniejącej teorii cząstek elementarnych: kwantowej teorii pola. Rozpocznę od przypomnienia podstawowych tez aktu oskarżenia. Kwantowa teoria pola jako teoria cząstek elementarnych oskarżona jest o to, że: 1) jest to teoria bezużyteczna, gdyż wyciągnięcie przy jej pomocy wniosków ilościowych napotykało dotąd prawie wszędzie poza elektrodynamiką kwantową na nieprzewyciężone trudności: 2) wiele z przeprowadzonych dotychczas badań wydaje się wskazywać na to, że jest to teoria wewnętrznie sprzeczna, gdyż w wyniku obliczeń otrzymujemy nieraz bezsensowne nieskończoności.

### I

Zarzut, że kwantowa teoria pola jest zbyt skomplikowana matematycznie na to, by była użyteczna, zrodził się, moim zdaniem, z często spotykanego obecnie dążenia do uzyskania na jak najkrótszej drodze wyników weryfikowalnych doświadczalnie. Dążenie to byłoby uzasadnione, gdyby celem teorii fizycznych było jedynie skonstruowanie schematu pozwalającego na przewidywanie wyników doświadczeń. Wydaje mi się jednak, że od teorii należy również oczekiwać, iż dostarczy nam ona poza tabelą przekrojów czynnych także obrazu zjawisk w świecie cząstek elementarnych. Na to, by obraz ten miał dla nas znaczenie światopoglądowe, na to, by wyjaśniał nam cokolwiek, musi to być obraz logicznie prosty, wykorzystujący jak najmniej założeń. W tym żądaniu logicznej prostoty leży zapewne źródło wszelkich komplikacji. Jak bowiem pięknie powiedział Leopold Infeld [1]: „Im prostsze są nasze założenia z punktu widzenia logicznego, tym dłuższy jest łańcuch myślowy, wiodący od tych podstawowych założeń do rezultatów, które muszą być potwierdzone lub obalone przez doświadczenie. Paradoks tkwi w tym, że współczesna fizyka wydaje się tak skomplikowana, ponieważ jest tak prosta. Wydaje się trudna

\* Referat wygłoszony na XIX Zjeździe Fizyków Polskich w Krakowie, we wrześniu 1965.

i skomplikowana, ponieważ wyjść musimy z podstawowych, abstrakcyjnie brzmiących założeń, musimy podróżować daleko, poprzez skomplikowane rozumowanie, ogniwo po ogniwie, aby z ogniw tych utworzyć łańcuch łączący nasze założenia z obserwacją“.

Jest niezaprzeczalnym faktem, że kwantowa teoria pola jest najbardziej skomplikowaną teorią, jaką fizycy dotąd wymyślili. Jestem jednakże głęboko przekonany, że teoria ta musi być taka. Spróbuję uzasadnić dlaczego uważam, że nie możemy liczyć na to, byśmy mogli zbudować teorię cząstek elementarnych łatwiejszą matematycznie od kwantowej teorii pola. Przekonanie to opieram na następującej, niezbyt może precyzyjnej ale dość dosadnej charakterystyce teorii cząstek elementarnych. Musi to być kwantowa, nieliniowa, relatywistycznie niezmiennicza teoria układu fizycznego o nieskończonej liczbie stopni swobody. Jeśli zgodzimy się z tą charakterystyką, to łatwo możemy wówczas zrozumieć, dlaczego teoria ta musi być aż tak skomplikowana. Bezpośrednim powodem komplikacji matematycznych napotykanych w kwantowej teorii pola jest niezwykle trudny i niezbadany dotąd w pełni aparat matematyczny tej teorii. Spotykają się tu bowiem: teoria nieograniczonych operatorów w przestrzeni Hilberta, teoria dystrybucji i teoria przedstawień grup niezwartych, a także używane nieraz, jeszcze bardziej niezwykle metody matematyczne, jak na przykład analiza harmoniczna w przestrzeniach funkcyjnych. Wydaje mi się jednak, że nie możemy ograniczać się do tradycyjnych działów matematyki przy konstruowaniu nowych działów fizyki, bowiem mówiąc słowami Dysona: „głębokie pojmowanie fizyki i głęboka matematyka winny iść w parze“. Tą samą myśl wyraził innymi słowami Dirac [2]: „Jedną z podstawowych własności natury wydaje się być to, że podstawowe prawa fizyki wyrażają się w języku teorii matematycznych niezwykle pięknych i potężnych, wymagających do ich zrozumienia wysokiego wyrobienia matematycznego. W miarę tego, jak rozwijamy wyższą i coraz to wyższą matematykę, możemy mieć nadzieję na coraz to lepsze rozumienie wszechświata“.

Już dwie cechy: nieliniowość i nieskończona liczba stopni swobody są nieraz, jak to obserwujemy na przykładzie hydrodynamiki cieczy lepkich, wystarczającym powodem, by trudności matematyczne przerosły nasze obecne możliwości. W ciągu 120 lat, które upłynęły od wyprowadzenia równań Naviera-Stokesa nie powstała w pełni zadowolająca ich teoria. Czyż można więc wymagać, by w ciągu 15 lat istnienia współczesnej kwantowej teorii pola poznano całą jej strukturę? Wyjaśnienie wielu zjawisk towarzyszących laminarnym przepływom, nie mówiąc już o tym wszystkim, co dzieje się przy liczbach Reynoldsa 100 i więcej, nie zostało dotąd wyjaśnione na gruncie równań hydrodynamiki. Czyż można jednak z tego powodu żądać odrzucenia równań Naviera-Stokesa jako bezużytecznych?

Żeby od hydrodynamiki przejść do kwantowej teorii pola, trzeba wprowadzić jeszcze dwa nowe elementy: kwantowy i relatywistyczny. Każdy z nich wnosi nie tylko olbrzymie trudności, ale także bogactwo nowych zjawisk, które nie sposób obecnie przewidzieć.

Chciałbym w tym miejscu podkreślić również, że dotąd skoncentrowano uwagę na aspekcie cząstkowym kwantowej teorii pola. Jest to spowodowane charakterem przeprowadzanych doświadczeń. Należy oczekiwać jednak, że dla dużych energii, gdy cząstki wystąpią w takich stężeniach, iż stracą one swoją indywidualność, aspekt polowy zacznie odgrywać ważną rolę. Sytuację taką obserwujemy w elektrodynamice ze względu na zerową masę fotonu już przy niskich energiach. Żadnego stanu rozproszeniowego cząstek naładowanych nie możemy opisać w terminach cząstek-fotonów. Sądzę, że ten polowy aspekt kryje jeszcze wiele niespodzianek. Podobnie hydrodynamika, o której uprzednio mówiłem, zawiera wiele nowego w porównaniu z mechaniką punktów materialnych.

## II

Poważnym błędem byłoby zrezygnowanie z powodu występujących komplikacji matematycznych z trudnych badań nad kwantową teorią pola i jej zastosowaniami do teorii cząstek elementarnych. Od badań takich nie zwalniamy nas nawet próby zbudowania doskonalszej teorii cząstek. Jak powiedział bowiem Dyson [3]: „jest w pełni możliwe, że nie będziemy mogli nawet zbliżyć się do nowej teorii dopóki nie zrozumiemy jasno matematycznej natury starych teorii“.

Na szczęście w ciągu ostatniego okresu zaobserwować można nawet pewien wzrost zainteresowania kwantową teorią pola, czego dowodem jest ukazanie się wielu interesujących prac z tej dziedziny. Liczna grupa osób, w której wymienić należy Arakiego, Borchersa, Haaga, Josta i Wightmana zajmuje się tzw. aksjomatyczną teorią pola, którą to nazwą obdarzamy badanie własności kwantowej teorii pola prowadzone przy pomocy pełnej ścisłości matematycznej. Nie udało się co prawda dotąd odpowiedzieć na pytanie czy można zrealizować teorię opartą na przyjmowanym zazwyczaj układzie aksjomatów, ale wyjaśniono wiele istotnych zagadnień błędnie pojmowanych w początkowym okresie rozwoju teorii. Dążenie do pełnej matematycznej ścisłości utrudnia, ze zrozumiałych względów, szybki postęp, toteż w większości prac z zastosowań kwantowej teorii pola do teorii cząstek elementarnych fizycy zastępują ścisłość intuicją fizyczną, doświadczeniem czerpanym ze ściśle rozwiązywalnych modeli, rachunkiem zaburzeń i dużą dozą fantazji twórczej. Osiągnięto w ten sposób wiele nieścisłych, ale wielce interesujących rezultatów. Obszerna grupa prac tego typu poświęcona jest podstawowemu problemowi elementarności cząstek. Autorami takich prac są między innymi Dowker, Güttinger, Jouvét i Salam. Druga grupa to prace poświęcone teoriom pola z łamaniem symetrii, w wyniku czego pojawiają się cząstki o masie zero. Inicjatorami tego kierunku badań byli Goldstone, Salam, Weinberg i Nambu. Dzięki pracom Bjorkena, Bakera, Johnsona i innych osiągnięto również nowe ciekawe rezultaty w najstarszej i najlepiej poznanej gałęzi kwantowej teorii pola — w elektrodynamice kwantowej. Rozwija się także najbardziej ambitny kierunek poświęcony próbie wy tłumaczenia wszystkich podstawowych wła-

sności cząstek: ich masy, stałych sprzężenia oddziaływań i symetrii przy pomocy teorii jednego lub kilku podstawowych pól. Badania te zapoczątkowane przez Heisenberga i jego współpracowników prowadzone są obecnie także przez Schwingera oraz Marshaka i Okubo.

Moja wiara w skuteczność metod polowych w teorii cząstek elementarnych nie prowadzi mnie aż tak daleko, by widzieć w kwantowej teorii pola ostateczną formę praw fizyki mikroświata, ale uważam, wyrażając mój pogląd słowami Schwingera [4], że „kwantowane pole jest najbardziej wyrafinowanym pojęciem dostępnym obecnie fizykom teoretykom i jeżeli cokolwiek bardziej radykalnego niż pojęcie pola jest wymagane, dowiemy się tym tylko poprzez próbę skonstruowania i zastosowania teorii pola“. W tym miejscu dochodzimy w naturalny sposób do zarzutu wewnętrznej sprzeczności kwantowej teorii pola.

### III

Powszechnie przyjęty pogląd na istotę teorii fizycznych głosi, że nie ma teorii ostatecznych. Kwantowa teoria pola jest też więc jedynie krokiem na drodze do lepszego poznania mikroświata i z tego powodu musimy kiedyś napotkać na ograniczenie tej teorii. Wydaje się naturalne przypuszczenie, że odstępstwa wystąpią dla dużych energii cząstek czyli dla małych odległości między cząstkami. Teoria pola winna więc być uzupełniona zewnętrznymi dla niej elementami charakteryzującymi naszą niewiedzę o procesach fizycznych zachodzących na odległościach subjadrowych. Być może uzupełnienie to będzie wymagało rewizji naszych dotychczasowych pojęć o przestrzeni i czasie, ale może uda się to po prostu zrobić przez wprowadzenie stosowanego często parametru obciążenia. Występowanie takich zewnętrznych elementów obserwowaliśmy dotąd w każdej teorii fizycznej. W klasycznej teorii elektronów były nimi zadane rozkłady ładunków charakteryzujące model elektronu. W kwantowej teorii atomów elementem takim jest zadane z zewnątrz prawo Coulomba. Przyjęcie takiego punktu widzenia pozwala na optymistyczne spojrzenie na nieskończoności, które *wydają się* pojawiać w kwantowej teorii pola. Źródłem ich może być nieusprawiedliwione rozciąganie zakresu stosowalności kwantowej teorii pola na całą skalę energii i odległości. Rozmyślnie powiedziałem, iż nieskończoności te *wydają się* pojawiać w teorii. Być może bowiem ich źródło tkwi jedynie w stosowaniu niewłaściwych metod matematycznych. Mam tu na myśli głównie nieusprawiedliwione rozwijanie na szereg w stałej sprzężenia. W ostatnich latach ukazało się wiele prac wykazujących, iż właściwe metody matematyczne eliminują niejednokrotnie wyrażenia nieskończone, występujące przy pochopnym stosowaniu metody perturbacyjnej. Szerokim echem odbiły się badania w tej dziedzinie Lee i Yanga oraz Feinberga i Paisa. Gdyby udało się wykazać, że nieskończoności nie występują, to można by wówczas próbować wyrazić ograniczenie stosowalności teorii pola w mniej drastyczny sposób niż wprowadzanie parametru obciążenia.

## IV

W dalszym ciągu obrony kwantowej teorii pola jako teorii cząstek elementarnych chciałbym w telegraficznym skrócie przypomnieć, jak wiele zawdzięczamy teorii pola w kształtowaniu naszych wyobrażeń o świecie cząstek elementarnych. Główny nacisk pragnę położyć na wskazanie, jak wiele przyjętych i sprawdzonych obecnie doświadczalnie własności cząstek zostało przewidzianych na gruncie kwantowej teorii pola na długo przed ich eksperymentalną weryfikacją. Oto niektóre z nich. Teoria cząstek elementarnych rozwinęła się z teorii  $\beta$  i z teorii sił jądrowych. Polowa teoria rozpadu  $\beta$  została podana przez Fermiego w roku 1934. Dzięki niej można było przewidzieć, że oprócz znanych już wówczas procesów rozpadu  $\beta$  powinny również występować procesy wychwytu elektronów z orbity  $K$ . Dzięki teorii pola przewidziano również występowanie odkrytych niedawno doświadczalnie procesów produkcji elektronów i mionów przez neutrina. W teorii silnych oddziaływań, dzięki kwantowej teorii pola można było przewidzieć nie tylko masę, spin, ładunek i parzystość mezonu, ale także można było podać wiele własności oddziaływań jądrowych potwierdzonych później doświadczalnie. Tak więc na gruncie polowej teorii sił jądrowych przewidziano możliwość produkcji mezonów pojedynczo przy niższych energiach i z coraz to wyższymi krotnościami przy powiększaniu energii. Przewidziano możliwość przemiany pary nukleon-antynukleon w mezony. Przewidziano dalej istnienie rezonansów zwanych początkowo izobarami oraz istnienie struktury elektromagnetycznej nukleonów.

Przechodząc do problemów bardziej ogólnych, teoria pola tłumaczy obserwowany związek spinu ze statystyką, istnienie antycząstek, występowanie elektromagnetycznych różnic mas, istnienie struktury cząstek i równość bezwzględnych wartości ładunków wszystkich cząstek naładowanych.

Wreszcie, zastosowanie pojęć i metod kwantowej teorii pola do teorii układów wielu nierelatywistycznych cząstek pozwoliło na uzyskanie nowych rezultatów, m. in. w fizyce ciała stałego w teorii transportu i w teorii ciekłego helu.

## V

Operując dotąd pojęciem kwantowej teorii pola nie miałem na myśli żadnej konkretnej realizacji tej teorii. Najczęściej ogranicza się klasę rozpatrywanych teorii do lokalnych teorii pola, gdyż tylko wtedy udało się spełnić postulaty przyczynowości i niezmienniczości relatywistycznej. Być może ograniczenie to należy odrzucić, ale chciałbym podkreślić, że żaden z wniosków otrzymanych z *lokalnej* teorii pola nie stoi w sprzeczności z doświadczeniem.

W ostatnich latach uzyskano wiele wniosków z kwantowej teorii pola posługując się metodą związków dyspersyjnych. Związki te wynikają z *ogólnych* własności lokalnej teorii pola i z tego powodu są szczególnie przydatne do analizy danych doświadczalnych. Jeżeli bowiem związki dyspersyjne nie dadzą przy wyższych energiach zgodności z doświadczeniem, trzeba będzie



odrzuć jeden z podstawowych postulatów polowej teorii cząstek elementarnych. Tylko przez wykazanie, iż pewne wnioski wyciągnięte z teorii pola są sprzeczne z wynikami doświadczeń, można będzie wykazać konieczność rewizji naszych pojęć o oddziaływaniach cząstek. Ważną rolę w tym procesie porównywania teorii z doświadczeniem odgrywają wszystkie fenomenologiczne teorie cząstek. Teorie takie systematyzują bowiem dane doświadczalne i pozwalają nieraz na postawienie właściwych pytań teorii pola.

Argumenty przedstawione w tym referacie na pewno nie przekonają wszystkich. Przed tymi, którzy mają różne od moich poglądy usprawiedliwić się mogą słowami Kartezjusza [5]: „... rozbieżność mniemań nie pochodzi stąd, aby jedni byli roztropniejsi od drugich, ale jedynie stąd, iż prowadzimy myśli nasze rozmaitymi drogami i nie rozważamy tych samych rzeczy“.

### Field Theory of Elementary Particles

*Abstract:* The article contains an informal discussion of the relation between the quantum field theory and the theory of elementary particles presented as an invited talk at the Congress of Polish Physicists in Cracow in September, 1965. It is pointed out that the particle aspect of the field theory may be appropriate for treating low energy phenomena but there probably exists a field aspect, not fully understood now, which should be used in dealing with high energy phenomena.

### Literatura

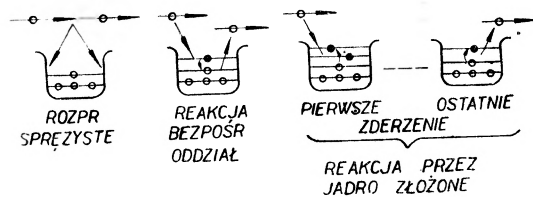
- [1] L. Infeld, *Szkice z przeszłości*, PIW Warszawa 1964.
- [2] P. A. M. Dirac, *Sci. American*, **208**, 45 (1963).
- [3] F. J. Dyson, *Sci. American*, **211**, 129 (1964).
- [4] J. Schwinger, *Field Theory of Particles*, Brandeis Summer Institute 1964, Prentice-Hall.
- [5] R. Descartes, *Rozprawa o metodzie* (przekład Boya).

*Adam Strzałkowski*

Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie  
Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego  
Studium w Katowicach

## Reakcje jądrowe \*

Aby przedstawić stan prac nad zagadnieniami reakcji jądrowych i ich znaczenie dla fizyki jądra atomowego musimy dysponować przede wszystkim jakimś obrazem zachodzących tu procesów. Zupełnie schematycznie różne mechanizmy reakcji jądrowych ilustruje rys. 1. Na rysunku tym jądro re-



Rys. 1. Mechanizmy reakcji jądrowych

prezentowane jest przez dół potencjału z ulokowanymi w nim na pewnych poziomach nukleonami. Należy zaznaczyć, że obraz ten traktujemy tylko schematycznie nie przesądzając nic odnośnie do modelu struktury jądra.

Bombardująca to jądro cząstka może oddziaływać z nim poprzez pewien ogólny potencjał uśredniony na oddziaływania z poszczególnymi nukleonami, będący zatem dla nukleonu ekstrapolacją potencjału modelu powłokowego. Oddziaływanie takie będzie prowadzić na ogół do odchylenia toru cząstki bez zmiany jednak jej energii, a zatem do rozpraszania sprężystego.

Cząstka — przypuśćmy, że jest to nukleon — może jednak również wniknąć do jądra tarczy zderzając się tam z pewnym nukleonem. Jeżeli po takim zderzeniu jeden z nukleonów posiadać będzie energię dostateczną do opuszczenia z dużym prawdopodobieństwem jądra, wówczas mamy do czynienia z tzw. reakcją jądrową bezpośredniego oddziaływania. W wyniku takiej reakcji opuścić może jądro zarówno cząstka różna od bombardującej, jak i identyczna

\* Referat wygłoszony na XIX Zjeździe Fizyków Polskich w Krakowie, 21—26 września 1965.

z nią o innej tylko energii, w którym to wypadku będziemy mieli do czynienia z procesem rozproszenia niesprężystego.

W wypadku wreszcie, gdy energia cząstek po tym pierwszym zderzeniu nie jest dostateczna dla opuszczenia przez którąś z nich jądra, wówczas po pierwszym zderzeniu następować będą dalsze, aż do momentu, gdy dostateczna do wyjścia z jądra energia skupi się znów na jakimś nukleonie lub ich grupie. Mówimy wtedy, że reakcja zachodzi z wytworzeniem jądra złożonego.

Nie dysponując jeszcze jakąś ogólną teorią opisującą konsekwentnie wszystkie te procesy staramy się tu operować pewnymi modelami, czyli uproszczonymi strukturami teoretycznymi tłumaczącymi przy założeniach upraszczających tylko pewne ograniczone klasy zjawisk.

Tak na przykład zjawiska rozproszenia sprężystego opisuje model zwany modelem optycznym, ze względu na analogie z teorią opisującą rozchodzenie się światła w środowisku półprzezroczystym, reakcje bezpośredniego oddziaływania — różne modele bezpośredniego oddziaływania, a reakcje zachodzące z wytworzeniem jądra złożonego — model jądra złożonego, zwany w pewnym zakresie wzbudzeń modelem statystycznym.

Z wyników eksperymentu staramy się poprzez te różne modele wyprowadzić wartości parametrów charakteryzujących strukturę jądra, aby z kolei skonfrontować je z przewidywaniami różnych modeli struktury jąder i otrzymać w ten sposób informacje stanowiące jeden z głównych celów fizyki jądra atomowego.

Rozpatrzmy teraz — w ogromnym oczywiście skrócie — współczesny stan prac nad tymi zagadnieniami. Tak się szczęśliwie składa, że w Polsce, w trzech głównie ośrodkach w Łodzi, Warszawie i Krakowie uprawiane są wszystkie główne kierunki badań nad reakcjami jądrowymi, tak że ogólne stwierdzenia będą mogły być ilustrowane przykładami zaczerpniętymi z wyników prac polskich fizyków i to wykonanych w ciągu ostatnich dwu lat i zgłoszonych na XIX Zjazd Fizyków Polskich.

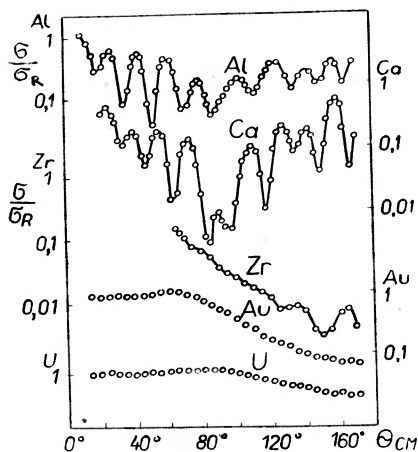
Rozpocznijmy nasze rozważania od modelu optycznego. Potencjał opisujący oddziaływanie cząstki z jądrem uśrednione na wszystkie nukleony musi zdawać sprawę nie tylko z rozproszenia cząstek, lecz również z tego, że pewna ich część będzie usuwana z wiązki poprzez różnego rodzaju procesy nieelastyczne. W optyce częściowa absorpcja fali w środowisku półprzezroczystym znajduje swój wyraz w pojawieniu się urojonej części współczynnika załamania. Podobnie uwzględnienie absorpcji cząstek przez jądra prowadzi do potencjału zespolonego postaci

$$V(r) = (U + iW)f(r)$$

gdzie część rzeczywista  $U$  zdaje zasadniczo sprawę ze zjawisk rozpraszania sprężystego, część urojona  $W$  ze zjawisk absorpcji cząstek w wyniku różnych reakcji, a funkcja  $f(r)$  podaje zależność potencjału od odległości oddziałujących cząstek. Ten potencjał modelu optycznego poprzez niewiele tylko parametrów, opisujących stosunki geometryczne i głębokości dołu potencjału

określać będzie wiele obserwabli takich, jak rozkłady kątowe cząstek w rozpraszaniu sprężystym, całkowity przekrój czynny na reakcje czy też polaryzację cząstek posiadających spin.

Dla oddziaływania nukleonów z jądrami sytuacja wydaje się przy tym zupełnie jasna. Potrafimy już obecnie podać tu potencjał oddziaływania, który moglibyśmy nazwać uniwersalnym w tym sensie, że za pomocą niewielkiej liczby parametrów opisuje zjawiska w dużym zakresie energii nukleonów bombardujących i dla dużego zakresu liczb masowych jąder tarczy. Daleka od takiego stanu jest sytuacja dla oddziaływania z jądrami cząstek złożonych, takich jak deuterony lub cząstki alfa. Mając to na uwadze podjęto w Krakowie szereg prac nad oddziaływaniem cząstek  $\alpha$  z jądrami. Wykonane na 23 nuklidach (C, O, Mg, Al, Si, P, S, K, Ca, Mn, Co, Ni, Cu, Ge, Zr, Ag, In, Sn, Hf, W, Au, Bi, U) pomiary rozkładów kątowych w rozpraszaniu sprężystym cząstek  $\alpha$  o energii 24,7 MeV stanowią najbardziej pełny i jednolity istniejący obecnie na świecie materiał doświadczalny, najbardziej jednolity w tym sensie, że uzyskany przy jednej określonej energii, w tym samym ośrodku, przy użyciu tej samej metody eksperymentalnej. Przykłady otrzymanych rozkładów kątowych pokazane są na rys. 2. Widzimy, że podczas gdy dla

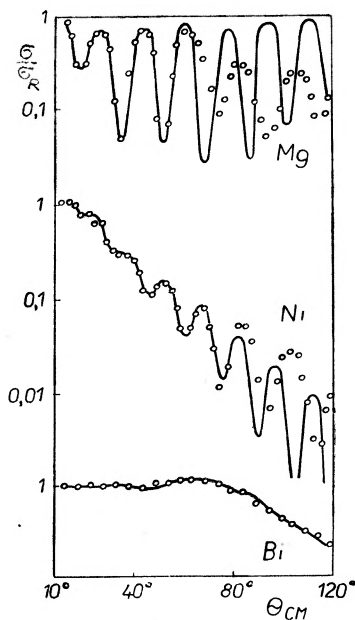


Rys. 2. Przykłady rozkładów kątowych różniczkowych przekrojów czynnych na rozproszenie sprężyste cząstek  $\alpha$  o energii 24,7 MeV na różnych jądrami (A. Budzanowski, K. Grotowski, S. Micek, H. Niewodniczański, J. Sliż, A. Strzałkowski, H. Wojciechowski — Kraków). Na osi odciętych — kąt rozproszenia w układzie środka masy, na osi rzędnych — stosunek zmierzonego przekroju czynnego do przekroju czynnego na rutherfordowskie rozproszenie w polu elektrostatycznym jądra

najlżejszych jądrowych wyraźnie zaznacza się tu dyfrakcyjna struktura przekroju czynnego, to stopniowo zanika ona dla jądrowych pośrednich, aby zniknąć całkowicie dla jądrowych najcięższych.

Teoretyczną analizę uzyskanych wyników podjęto na gruncie modelu prostszego nieco od modelu optycznego, a mianowicie modelu silnej absorpcji. Model ten wykorzystuje fakt, że cząstka silnie absorbowana w jądrze jest usuwana z wiązki przy krętych orbitalnych niższych od pewnej granicznej

wartości, odpowiadającej klasycznie parametrowi zderzenia równemu promieniowi jądra. Stanowi to tak duże uproszczenie, że możliwe się staje podanie wprost analitycznych wyrażeń na przekrój czynny. Wyrażenia takie podane przez Frahna i Ventera zostały zaprogramowane dla rachunków liczbowych przy użyciu maszyny cyfrowej *UMC1*. Przebadanie całego posiadanego materiału doświadczalnego pozwoliło na wyciągnięcie wniosków co do stosowności tego modelu. Okazało się przy tym, co ilustruje rys. 3, że podczas

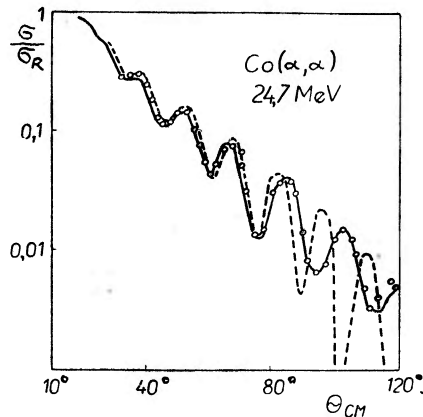


Rys. 3. Przykłady dopasowań teoretycznych krzywych modelu silnej absorpcji Frahna i Ventera do eksperymentalnych wyników dotyczących sprężystego rozpraszania cząstek  $\alpha$  o energii 24,7 MeV na różnych jądrach (A. Budzanowski, A. Dudek, K. Grotowski, H. Niedwodniczański, A. Strzałkowski — Kraków)

gdy model ten pracuje dobrze dla jąder najcięższych, zaczyna on stopniowo zawodzić w miarę przechodzenia do jąder coraz lżejszych, co spowodowane jest ograniczoną stosownością użytych tu przybliżeń.

Wobec tej ograniczonej stosowności modelu silnej absorpcji należało przejść w analizie danych eksperymentalnych do dokładniejszego modelu optycznego. Napotykamy jednakże w analizie takiej na znaczne trudności w znalezieniu optymalnych wartości parametrów ze względu na występujące przy tym niejednoznaczności. Niejednoznaczności te związane są zasadniczo z faktem, że taki sam przebieg funkcji falowej na zewnątrz jądra, określający główne obserwable, otrzymujemy przy różnych jej postaciach wewnątrz, a zdeterminowanych przez różne potencjały. W wypadku nukleonów niejednoznaczności te mogą być zasadniczo usunięte przez wspomnianą już poprzednio ekstrapolację od potencjału modelu powłokowego do potencjału modelu optycznego. Podobne rozumowanie nie może być jednak zastosowane

dla cząstek złożonych, a w każdym razie nie możemy oczekiwać, że da nam ono coś więcej ponad określenie granic głębokości potencjału. Przeprowadzone na maszynie *URAŁ* II Centrum Obliczeniowego PAN obliczenia za pomocą programu ułożonego przez S. Zubika wykazały, że w wypadku rozpraszania cząstek  $\alpha$  na jądrach Co jest możliwe rozstrzygnięcie pomiędzy różnymi grupami parametrów dających w przybliżeniu równie dobre dopasowania. Wśród bowiem tych grup parametrów, minimalizujących sumę kwadratów odchyłek punktów doświadczalnych od krzywej teoretycznej otrzymanej na gruncie modelu, pewien zespół parametrów, podany na rys. 4, daje wartość bezwzględnie minimalną tej sumy. Potencjał ten posiada głębokość rzeczywistej części potencjału w okolicach 100 MeV.



Rys. 4. Optymalne dopasowanie teoretycznej krzywej modelu optycznego (krzywa ciągła) do danych eksperymentalnych dla rozproszenia cząstek  $\alpha$  o energii 24.7 MeV na jądrach Co. Stosując potencjał optyczny postaci:

$$V(r) = (U + iW)(1 + \exp(r - r_0 A^{1/3})a^{-1})^{-1}$$

otrzymano następujące wartości parametrów optymalnego potencjału  $U = 92,5$  MeV,  $W = 15,0$  MeV,  $r_0 = 1,535$  f,  $a = 0,52$  f,  $r_c = 1,34$  f, gdzie  $r_c$  jest promieniem jednorodnego rozkładu ładunków reprezentującego oddziaływanie elektrostatyczne rozpraszanej cząstki  $\alpha$  z jądrem. Dla porównania pokazano na rysunku linią przerywaną dopasowanie uzyskane na gruncie modelu silnej absorpcji Frahna i Ventera. (A. Budzanowski, A. Dudek, K. Grotowski, H. Niewodniczański, A. Strzałkowski — Kraków)

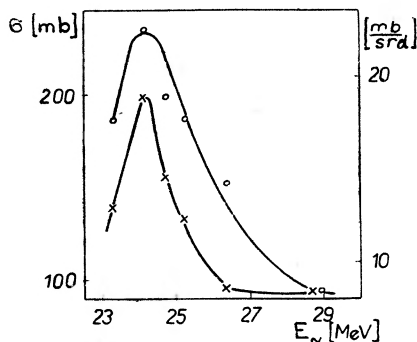
Dla lepszego zbadania jakości uzyskanego dopasowania uzupełniono dane eksperymentalne pomiarem całkowitego przekroju czynnego na reakcje wywołane przez cząstkę  $\alpha$  na jądrach Co. Uzyskane wyniki

$$(\sigma_R)_{\text{eksp.}} = (1400 \pm 90) \text{ mb} \quad (\sigma_R)_{\text{teor.}} = 1329 \text{ mb}$$

(A. Budzanowski, K. Grotowski, J. Kuźmiński, H. Niewodniczański, A. Strzałkowski, J. Szmider, R. Wolski — Kraków—Katowice) wskazują, że również i ta wielkość jest dobrze określona przez potencjał o podanych wyżej parametrach.

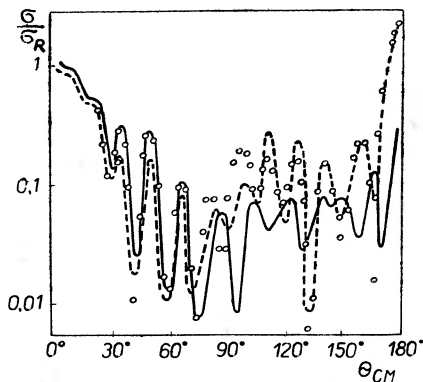
Oczywiście model optyczny, operujący potencjałem uśrednionym na oddziaływanie z poszczególnymi nukleonami, nie może zawierać zbyt wielu informacji o strukturze określonego jądra. Informacji takich należy poszukiwać

raczej w jakichś odstępstwach od modelu optycznego, np. badając zależność przekroju czynnego od energii. W przeprowadzonych pomiarach tego typu dla rozproszenia cząstek  $\alpha$  o energiach 23,37 MeV, 24,15 MeV, 24,7 MeV, 25,23 MeV, 26,37 MeV i 28,92 MeV na jądrach Ca stwierdzono występowanie wyraźnego maksimum w pobliżu energii 24 MeV i to zarówno dla całkowitego przekroju czynnego, jak i dla maksimum w rozkładzie kątowym odpowiadającego kątom



Rys. 5. Rezonansowy charakter całkowitego przekroju czynnego (kółka) i różniczkowego przekroju czynnego pod kątem  $179^\circ$  (krzyżyki) dla elastycznego rozpraszania cząstek  $\alpha$  na jądrach  $^{40}\text{Ca}$  w zakresie energii od 23 MeV do 30 MeV (A. Budzanowski, K. Grotowski, L. Jarczyk, B. Łazarska, S. Micek, H. Niewodniczański, A. Strzałkowski, Z. Wróbel — Kraków).

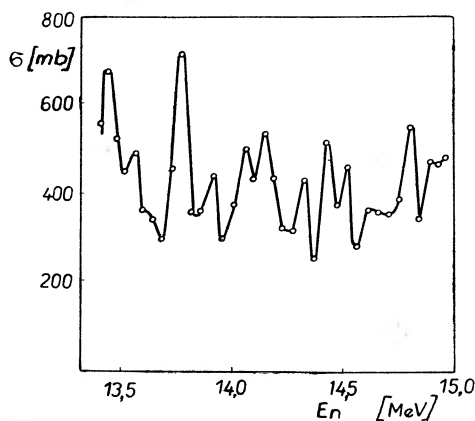
wstecznych około  $179^\circ$  (rys. 5). Właśnie ten wzrost przekroju czynnego dla wstecznych kątów rozpraszania wydaje się wskazywać na występowanie rezonansu odpowiadającego dość wysokiej wartości krętu orbitalnego  $l$ . Przebada-  
nie tego faktu przy pomocy zmodyfikowanego schematu modelu optycznego, w którym zmieniać można przesunięcia fazowe dla poszczególnych fal cząstkowych, pozwoliło na uzyskanie lepszych dopasowań dla zmodyfikowanej fali o  $l = 10$ , co ilustruje rys. 6. Dalszym krokiem będzie przebadanie rezonanso-



Rys. 6. Dopasowania do danych eksperymentalnych dotyczących elastycznego rozpraszania cząstek  $\alpha$  o energii 28,92 MeV na jądrach Ca uzyskane na gruncie modelu optycznego (krzywa ciągła) i modelu optycznego ze zmodyfikowanym przesunięciem fazowym dla fali o  $l = 10$  (krzywa przerywana) (A. Budzanowski, K. Grotowski, L. Jarczyk, H. Niewodniczański, A. Strzałkowski — Kraków).

wego charakteru wprowadzonej modyfikacji; obecnie za wcześnie jeszcze na dyskusję przyczyn zaobserwowanego rezonansu.

Zagadnienia reakcji jądrowych zachodzących poprzez jądro złożone są domeną działalności naukowej ośrodka warszawskiego. W dziedzinie tej najaktualniejszym obecnie zagadnieniem wydaje się być problem tzw. modelu fluktuacji dla reakcji w obszarze pokrywających się rezonansów. Powiększając mianowicie coraz bardziej energię wzbudzenia uzyskiwanego w reakcji jądra złożonego, otrzymujemy stale wzrastające zagęszczenie rezonansowych poziomów energetycznych, co doprowadzi w końcu do pokrycia się rezonansów, tak że nie powinniśmy obserwować w ogóle poszczególnych rezonansów w przekroju czynnym w funkcji energii. Ostatnie jednakże postępy techniki eksperymentalnej, w szczególności możliwość uzyskania wiązek cząstek o bardzo małym rozrzucie energii i detektorów o bardzo dobrej zdolności rozdzielczej, pozwoliły na wykonywanie eksperymentów ze zdolnością rozdzielczą lepszą od szerokości indywidualnych rezonansów w tym obszarze energii. Okazało się wówczas, że w krzywej wzbudzenia, podającej zależność przekroju czynnego od energii, wystąpią ostre fluktuacje. Przykład takich fluktuacji znaleźć można w pracach grupy fizyków warszawskich nad reakcją  $(n, \alpha)$  na jądrach krzemu (rys. 7).



Rys. 7. Fluktuacje przekroju czynnego na reakcje  $^{20}\text{Si}(n, \alpha)^{26}\text{MgGS}$  w zakresie energii neutronów od 13,41 MeV do 14,96 MeV (M. Jaskóła, I. Turkiewicz, J. Turkiewicz, F. Grądziński — Warszawa)

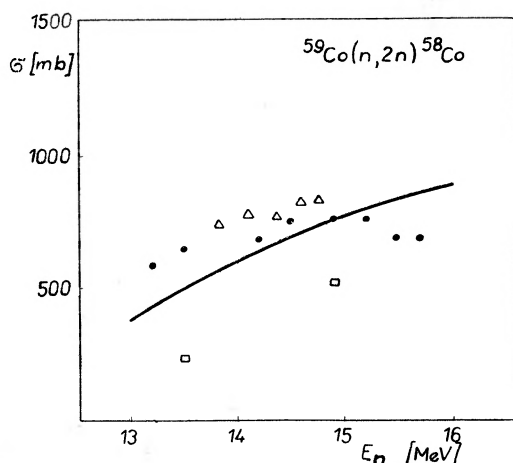
Posługując się modelem wyjaśniającym te fluktuacje, podanym przez Ericsona (stąd często nazwa — fluktuacje Ericsona), otrzymać możemy funkcję korelacyjną, a z niej ważne dla struktury jądra parametry opisujące średnią szerokość poziomów energetycznych w danym obszarze.

Model statystyczny reakcji jądrowych, odnosząc się do obszaru, w którym poziomy rezonansowe zachodzą na siebie, posługiwać się musi gęstością poziomów energetycznych, jako bardzo ważną funkcją charakterystyczną. Ze względu na powiązania z parametrami struktury jądra, w szczególności z jego momentem bezwładności, bardzo interesujące jest zbadanie spinowej zależ-



ności gęstości poziomów jądrowych. Doskonałą metodę wyznaczania parametru charakteryzującego tę zależność jest pomiar stosunku przekrojów czynnych na tworzenie w reakcji jądrowej pary izomerów. Mianowicie wytworzone w reakcji jądrowej jądro w wysokim stanie wzbudzenia przechodzi przez emisję kaskady kwantów  $\gamma$  do stanu podstawowego, lub metatrwałego stanu izomerycznego. Z wartością stosunku przekrojów czynnych na przejścia do tych dwu stanów związać możemy właśnie parametr charakteryzujący spinowe gęstości poziomów.

W pomiarach takich stosunków izomerycznych specjalizuje się ośrodek warszawski. Przykładem takich pomiarów może być wyznaczenie stosunku izomerycznego dla jądra  $\text{Co}^{58}$ . Krzywą zależności całkowitego przekroju czynnego na reakcje  $^{59}\text{Co}(n, 2n)^{58}\text{Co}$  prowadzącą do jądra końcowego  $^{58}\text{Co}$  przedstawia rys. 8. Dla dwu różnych reakcji prowadzących do tych samych



Rys. 8. Całkowity przekrój czynny na reakcje  $^{59}\text{Co}(n, 2n)^{58}\text{Co}$  w funkcji energii neutronów (trójkąty — dane z pracy S. Chojnacki, P. Decowski, E. Gierlik, W. Grochulski, A. Marcinkowski, K. Siwek, I. Śledzińska, Z. Wilhelmi — Warszawa)

stanów izomerycznych jądra  $\text{Co}^{58}$  otrzymuje się przy tym różne wartości parametru  $\sigma$  charakteryzującego spinową gęstość poziomów energetycznych

$$^{59}\text{Co}(n, 2n)^{58}\text{Co} \quad \sigma = 1,8$$

$$^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co} \quad \sigma = (3 \div 4)$$

co wskazuje na zależność tego parametru od średniej energii wzbudzenia, różnej dla tych dwu reakcji.

Dalsze dwie prace dotyczą reakcji rozszczepiania. Pierwsza z nich (P. Decowski, L. Natanson — Warszawa) dotyczy rozszczepiania jąder złota przez deuterony o energii 12,8 MeV. Ze wstępnych wyników autorzy szacują przekrój czynny

$$\sigma = (3 \pm 1) \cdot 10^{-32} \text{ cm}^2.$$

Druga z prac ma na celu zbadanie zależności od energii neutronów przekroju czynnego na rozszczepienie neutronami jąder  $^{239}\text{Pu}$ . W zakresie energii neutronów od 13,1 MeV do 15,3 MeV autorzy (T. Czyżewski, P. Decowski, B. Fryszczyń, Z. Wilhelmi — Warszawa) otrzymują przekrój czynny praktycznie stały o wartości

$$\sigma = (2,4 \pm 0,1) \text{ b}$$

Należy zwrócić uwagę, że obie te prace wykonane zostały za pomocą specjalnych, bardzo prostych i równocześnie bardzo efektywnych detektorów śladowych. Wykorzystano tu mianowicie fakt, że cząstki — w szczególności cięższe fragmenty zostawiają w mierce drobne niewidoczne otworki czy naruszenia struktury, które po wywołaniu ich w kwasie fluorowodorowym nadają się już do obserwacji pod mikroskopem. Uzyskujemy w ten sposób detektor ciężkich fragmentów emitowanych w wyniku rozszczepiania jąder, wolny praktycznie od wszelkiego tła.

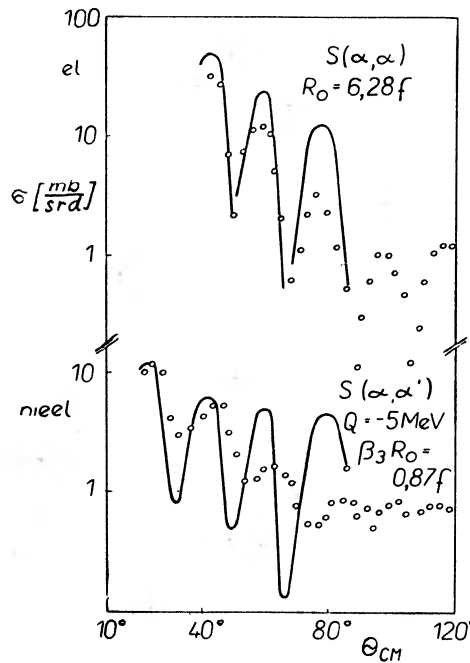
Na zakończenie przejdźmy do reakcji bezpośredniego oddziaływania. Jest oczywiste, że reakcje tego typu, w których oddziaływanie następuje z jednym nukleonem, ich grupą lub też określonym typem ruchów kolektywnych jądra, dostarczać nam będą najwięcej informacji o strukturze jądra.

Jest rzeczą interesującą, że różne typy reakcji jądrowych wzbudzają w znacznej mierze selektywnie różne poziomy jądra. Tak na przykład reakcje strippingu lub *pick-up*, w których lokujemy lub wyrrywamy jeden nukleon z określonego stanu jądra, będą szczególnie silnie wzbudzać stany jednocząstkowe, podczas gdy reakcje niesprężystego rozpraszania cząstek wyróżniają raczej stany kolektywne.

Dla opisu procesów rozpraszania niesprężystego dysponujemy obecnie kilku różnymi modelami, pozwalającymi przez dopasowanie obliczonych do zmierzonych rozkładów kątowych wyznaczyć parametry charakteryzujące stany kolektywne jąder.

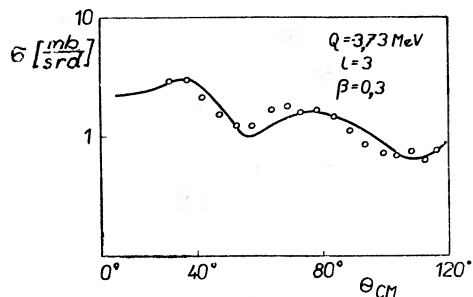
Najprostszą z takich teorii jest teoria dyfrakcyjna rozwinięta przez Inopina, Drozdowa i Blaira dla rozproszenia niesprężystego cząstek silnie absorbowanych na jądrach zdeformowanych. Cenną zaletą tej metody jest prostota analitycznych wyrażeń opisujących przekrój czynny. Dopasowanie krzywej teoretycznej do rozkładu kąтового w rozproszeniu sprężystym dostarcza nam przy tym informacji o promieniu jądra. Z rozproseń niesprężystych otrzymujemy, przy tak wyznaczonej wartości tego promienia, informacje o parametrze deformacji jądra. Dla cząstek  $\alpha$  o energiach powyżej 20 MeV pokazano w pracach krakowskich dobrą stosowalność tego modelu (rys. 9). Zestawiając np. wartości przekroju czynnego na wzbudzenie stanu  $3^-$  (3,73 MeV) jądra  $^{40}\text{Ca}$  przy różnych energiach cząstek  $\alpha$ , stwierdzono proporcjonalność przekroju czynnego do kwadratu liczby falowej cząstek zgodnie z przewidywaniami modelu dyfrakcyjnego. Uwzględniając sens fizyczny wyznaczonego z tego modelu promienia jądra, otrzymujemy tu wartości parametrów deformacji jąder zgodne z innymi wyznaczeniami.

W wypadku silnej absorpcji cząstek model dyfrakcyjny równoważny jest zasadniczo innemu modelowi, dającemu w innych przypadkach znacznie lepsze przybliżenie. Ten drugi model, zwany modelem fal odkształconych, odpowiada w zasadzie przybliżeniu Borna, jednakże z falami reprezentującymi cząstki



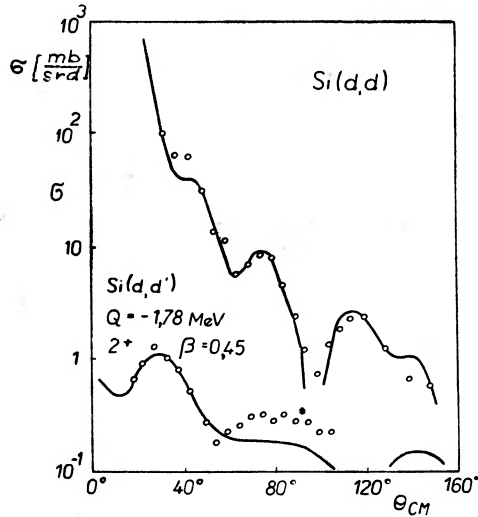
Rys. 9. Zastosowanie modelu dyfrakcyjnego do analizy sprężystego i niesprężystego rozpraszania cząstek  $\alpha$  o energii 24,6 MeV na jądrach S (A. Budzianowski — Kraków)

padające i emitowane, odkształconymi przez oddziaływanie w kanałach wejściowym i wyjściowym reakcji. Normalnie jako potencjały odkształcające przyjmuje się potencjały odpowiednich modeli optycznych, opisujące oddziaływanie cząstki bombardującej z jądrem tarczy i cząstki wylatującej z jądrem końco-



Rys. 10. Uzyskane na gruncie modelu fal odkształconych dopasowanie krzywej teoretycznej do zmierzonego rozkładu kąтового dla niesprężystego rozpraszania deuterionów o energii 12,8 MeV na jądrach  $^{40}\text{Ca}$ , prowadzącego do wzbudzenia stanu o  $Q = 3,73 \text{ MeV}$  ( $3^-$ ) (H. Niewodniczański, J. Nurzyński, A. Strzałkowski — Kraków, G. R. Satchler — Oak Ridge)

wym. Okazuje się przy tym, że charakter rozkładu kąтового dany jest przez te funkcje falowe na zewnątrz jądra, podczas gdy bezwzględna wartość przekroju czynnego określona jest przez parametry wewnętrznej struktury jądra, które mogą być dzięki temu wyznaczone przez odpowiednie dopasowanie krzywej teoretycznej do danych eksperymentalnych. Uzyskane w tej teorii dopasowania są już znacznie lepsze (rys. 10).

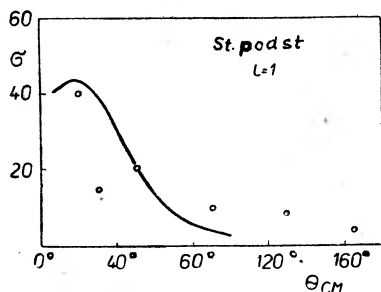


Rys. 11. Przykład dopasowań uzyskanych na gruncie modelu sprzężonych kanałów reakcji dla pomiarów sprężystego i niesprężystego rozproszenia deuteronów o energii 12,8 MeV na jądrach  $^{28}\text{Si}$  (H. Niewodniczański, J. Nurzyński, A. Strzałkowski, J. Wilczyński — Kraków, J. R. Rook, P. E. Hodgson — Oxford)

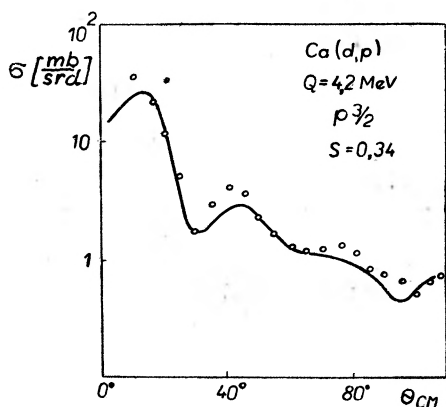
Dalszym krokiem w udoskonalaniu obliczeń dotyczących rozproszenia nieelastycznego jest uwzględnienie wzajemnego oddziaływania elastycznego i nieelastycznego kanału reakcji. Prowadzi to w efekcie do równoczesnego rozwiązywania sprzężonych równań Schrödingera, z których każde zawiera funkcje falowe obu procesów. Rachunki w tym tzw. modelu sprzężonych kanałów reakcji są bardzo skomplikowane i mogą być wykonywane tylko przy użyciu największych istniejących obecnie maszyn liczących (rys. 11).

Przy okazji następnego rodzaju reakcji bezpośredniego oddziaływania zapoznamy się z jeszcze jednym modelem przybliżonego traktowania tych reakcji, zwanym metodą Butlera lub metodą fal płaskich. W modelu tym cząstki padająca i emitowana z jądra przedstawione są przez fale płaskie. Jakkolwiek zasadniczo metoda taka nie jest poprawna, gdyż pomija oddziaływanie między cząstkami w wejściowym i wyjściowym kanale reakcji, to jednak w pewnych wypadkach, dzięki małemu wpływowi odkształceń tych fal lub też znoszeniu się wpływu odkształceń przez oddziaływania Coulombowskie i jądrowe, pozwala na uzyskanie poprawnych rezultatów i informacji o strukturze jądra. Jakość uzyskanych tu dopasowań ilustruje rys. 12.

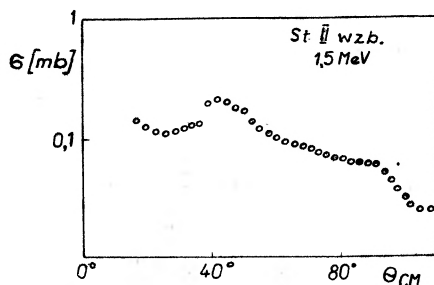
Jest jednakże oczywiste, że bardziej poprawna metoda fal zniekształconych również w wypadku strippingu dawać będzie lepsze dopasowania, jak to ilustruje rys. 13, ma jednak tę zasadniczą wadę, że do swej realizacji wymaga zaangażowania dość dużych maszyn cyfrowych.



Rys. 12. Przykład zastosowania modelu fal płaskich do analizy danych eksperymentalnych dotyczących reakcji strippingu  $\text{Li}(d, n)\text{Be}$  przy energii deuteronów 0,2 MeV (K. Małuszynska — Łódź)



Rys. 13. Przykład zastosowania modelu fal zniekształconych dla analizy pomiarów rozkładów kątowych protonów z reakcji strippingu  $^{40}\text{Ca}(d, p)^{41}\text{Ca}$  przy energii deuteronów 12,8 MeV (H. Niewodniczański, J. Nurzyński, A. Strzałkowski — Kraków, G. R. Satchler — Oak Ridge)



Rys. 14. Rozkład kątowy deuteronów emitowanych w wyniku reakcji dwunukleonowego strippingu  $^{40}\text{Ca}(\alpha, d)^{42}\text{Sc}$  przy energii cząstek  $\alpha$  25 MeV (J. Benisz, L. Freindl, K. Grotowski, J. Jasielska, W. Karcz, K. Panek, S. Wiktor — Kraków, Katowice)

Na zakończenie należy wspomnieć jeszcze o reakcjach strippingu czy *pick-up* dwu nukleonów. Reakcja taka, w której wymieniane są między cząstką bombardującą a jądrem tarczy dwa nukleony, może nam dostarczyć pewnych informacji o dwunukleonowych korelacjach w jądrze. Z tą myślą prace nad tymi reakcjami podjęte zostały również w Krakowie, a wstępne wyniki jednej z nich ilustruje rys. 14.

Wykaz prac z reakcji jądrowych zgłoszonych na XIX Zjazd Fizyków Polskich w Krakowie  
we wrześniu 1965 r.

J. Benisz, L. Freindl, K. Grotowski, J. Jasielska, W. Karcz, K. Panek, S. Wiktor — Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie, Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie, Zakład Fizyki Współczesnej Wyższej Szkoły Pedagogicznej w Katowicach: *Rozkłady katowe deuteronów z reakcji dwunukleonowego strippingu na jądrach  $^{40}\text{Ca}$* .

R. Braun, H. Małecki, L. Natanson, M. Przytuła — Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego: *Widmo promieniowania  $\gamma$  z niesprężystego rozpraszania neutronów o energii około 3 MeV*.

A. Budzanowski — Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie, Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie: *Nieelastyczne rozpraszanie cząstek  $\alpha$  o energii około 25 MeV na jądrach  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{31}\text{P}$ ,  $^{32}\text{S}$ ,  $^{39}\text{K}$ ,  $^{40}\text{Ca}$* .

A. Budzanowski, A. Dudek, K. Grotowski, H. Niewodniczański, A. Strzałkowski — Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie, Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie: *Analiza stosowalności modelu silnej absorpcji Frahna-Ventera do opisu rozpraszania cząstek  $\alpha$  na jądrach atomowych*.

A. Budzanowski, A. Dudek, K. Grotowski, H. Niewodniczański, A. Strzałkowski — Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie, Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie: *Model optyczny dla oddziaływania cząstek  $\alpha$  z jądrami  $^{59}\text{Co}$* .

A. Budzanowski, K. Grotowski, L. Jarczyk, B. Łazarska, S. Micek, H. Niewodniczański, A. Strzałkowski, Z. Wróbel — Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie, Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie: *Zależność energetyczna rozkładów katowych cząstek  $\alpha$  rozpraszanych elastycznie na jądrach  $^{40}\text{Ca}$  w przedziale kątów do  $179^\circ$* .

A. Budzanowski, K. Grotowski, L. Jarczyk, H. Niewodniczański, A. Strzałkowski — Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie, Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie: *Analiza rezonansu w elastycznym rozpraszaniu cząstek  $\alpha$  na jądrach  $^{40}\text{Ca}$  w zakresie energii od 20 MeV do 30 MeV*.

A. Budzanowski, K. Grotowski, J. Kuźmiński, H. Niewodniczański, A. Strzałkowski, J. Szmider, R. Wolski — Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie, Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie, Zakład Fizyki Ogólnej UJ, Studium w Katowicach: *Całkowity przekrój czynny na reakcje jądrowe wywołane cząstkami  $\alpha$  o energii 24,7 MeV na jądrach  $^{59}\text{Co}$* .

A. Budzanowski, K. Grotowski, S. Micek, H. Niewodniczański,

J. Sliż, A. Strzałkowski, H. Wojciechowski — Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie, Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie: *Elastyczne rozpraszanie cząstek  $\alpha$  o energii 24,7 MeV na jądrach atomowych.*

A. Budzanowski, M. Makowska-Rzeszutko — Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie, Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie: *Reakcja  $^{12}\text{C}(d, \bar{\alpha})^{10}\text{B}$  przy energii deuteronów 12,8 MeV.*

S. Chojnaeki, P. Decowski E. Gierlik, W. Grochulski, A. Marcinkowski, K. Siwek, I. Śledzińska, Z. Wilhelmi — Katedra Fizyki Jądra Atomowego Uniwersytetu Warszawskiego, Zakład Reakcji Jądrowych Instytutu Badań Jądrowych w Warszawie: *Przekroje czynne na utworzenie pary izomerycznej  $\text{Co}^{58\text{g},\text{m}}$  w reakcjach wywołanych szybkimi neutronami.*

T. Czyżewski, P. Decowski, B. Fryszczyń, Z. Wilhelmi — Katedra Fizyki Jądra Atomowego Uniwersytetu Warszawskiego, Zakład Reakcji Jądrowych Instytutu Badań Jądrowych w Warszawie: *Krzywa wzbudzenia reakcji rozszczepiania  $^{239}\text{Pu}$  neutronami o energii 13,0—15,5 MeV.*

P. Decowski, L. Natanson — Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego, Instytut Badań Jądrowych w Warszawie: *Rozszczepienie  $^{197}\text{Au}$  przez deuterony o energii około 12,8 MeV.*

Krystyna Małuszyńska — Katedra Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Łódzkiego: *Reakcja deuteronów niskich energii z jądrami litu  $^7\text{Li}$ .*

H. Niewodniczański, J. Nurzyński, A. Strzałkowski — Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie, Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie: *Rozproszenie elastyczne i nieelastyczne deuteronów o energii 12,8 MeV na jądrach  $^{40}\text{Ca}$ .*

H. Niewodniczański, J. Nurzyński, A. Strzałkowski — Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie, Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie: *Reakcja  $^{40}\text{Ca}(d, p)^{41}\text{Ca}$  przy energii deuteronów 12,8 MeV.*

#### Nuclear Reactions

*Abstract:* A general review of the principal problems in investigations of nuclear reactions is presented and illustrated with the results obtained in the Polish physical laboratories and reported as contributions at the Congress of the Polish Physical Society in Cracow, September 1965.

*Andrzej Trautman*

Instytut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytetu Warszawskiego  
Warszawa

## Teoria względności \*

Niniejszy artykuł zawiera przystępne omówienie niektórych zagadnień ogólnej teorii względności. Nie zakłada on u Czytelnika znajomości geometrii Riemanna ani nie zawiera wykładu tej dziedziny matematyki, leżącej u podstaw relatywistycznej teorii grawitacji. Nie można tu również znaleźć elementarnych wiadomości o teorii Einsteina, które obecnie wchodzą w skład wykształcenia każdego fizyka (grawitacja a krzywizna; materia zakrzywia przestrzeń; trzy efekty ogólnej teorii względności). Pierwsza część artykułu poświęcona jest omówieniu pewnych zagadnień dotyczących podstaw teorii względności i jej stosunku do innych teorii fizycznych. W drugiej części znajduje się krótki przegląd tych dziedzin zjawisk fizycznych, w których odgrywają istotną rolę siły grawitacyjne i do których można i warto zastosować równania ogólnej teorii względności.

### I

Przez jakiś czas po swoim powstaniu szczególna teoria względności spotykała się z oporem laików, a także pewnych fizyków, którzy chętnie witali zmierzch eteru, ale nie chcieli zrezygnować z absolutności czasu. Jeśli ogólna teoria względności nie wywołała tylu sprzeciwów, to zapewne dlatego, że mało osób mogło zrozumieć, o co w niej chodzi. Obecnie nikt nie próbuje podważać takich rzeczy jak względność równoczesności, przekształcenia Lorentza czy równania Einsteina. Ciągłe jeszcze jednak zdarzają się spory o istotę ogólnej teorii względności, jej zupełność i interpretację fizyczną oraz powiązanie z innymi częściami fizyki. Szczególnie dużo nieporozumień wywołuje rola zasady równoważności, istota ogólnej niezmienniczości i problem wyróżnionych układów odniesienia.

\* Referat wygłoszony na XIX Zjeździe Fizyków Polskich w Krakowie, we wrześniu 1965.



## Znaczenie zasady równoważności

Einstein przywiązywał wielkie znaczenie do zasady równoważności, porównywał ją do zasady względności i kładł u podstaw swojej teorii grawitacji [1]. Stanowisko to bywa czasem atakowane [2]. Wiąże się to z niezbyt precyzyjnym, a czasem zbyt mocnym formułowaniem zasady równoważności przez Einsteina. Ażeby wyjaśnić istotę rzeczy, wystarczy ograniczyć się do mechaniki i teorii grawitacji Newtona.

U podstaw każdej teorii fizycznej leżą pewne założenia na temat struktury czasu i przestrzeni. W fizyce newtonowskiej większość tych założeń uważana była za tak oczywiste, że rzadko je wyraźnie wysławiano. Jeśli to jednak uczynić, okazuje się, że geometria czasoprzestrzeni Newtona jest nieco bardziej skomplikowana niż geometria szczególnej teorii względności. W teorii Newtona mamy trzy, powiązane ze sobą, zasadnicze struktury:

czas absolutny,  
metrykę przestrzeni i  
koneksję.

Natomiast w teorii względności zarówno szczególnej, jak i ogólnej, istnieje tylko jedna podstawowa wielkość: metryka czasoprzestrzeni. Dwa pierwsze z powyższych elementów teorii Newtona nie wymagają wyjaśnienia. Mówiąc ogólnie i niezbyt ściśle, koneksja ustala powiązanie wektorów w sąsiednich punktach czasoprzestrzeni, pozwala przenosić równoległe wektory wzdłuż krzywych. Przy jej pomocy określa się linie geodezyjne („proste“): są to linie, których wektory styczne przy przenoszeniu równoległym wzdłuż tych linii pozostają do nich styczne. Koneksja jest wyznaczona przez ruchy swobodne, których trajektorie (wykresy) czasoprzestrzenne są geodetykami względem tej koneksji. Pierwsze prawo dynamiki Newtona, w przypadku braku sił grawitacyjnych mówi, że koneksja czasoprzestrzeni jest całkowalna (płaska), a czas absolutny  $t$  jest parametrem afinicznym wzdłuż geodetyk. Jest to dokładnie równoważne stwierdzeniu, że istnieją układy współrzędnych, względem których równania ruchów swobodnych są postaci:

$$\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = 0. \quad (1)$$

Jak wiadomo, wyróżnione w ten sposób współrzędne (układy odniesienia) nazywają się inercjalnymi. Dowolne dwa układy inercjalne powiązane są ze sobą za pomocą przekształcenia Galileusza:

$$\vec{r} \rightarrow \vec{r}' = \vec{r} + \vec{V}t + \vec{r}_0. \quad (2)$$

Wszystkie przekształcenia zachowujące związek (1) tworzą 10-parametrową grupę Liego.

Zupełnie inaczej sytuacja przedstawia się, gdy nie można zaniedbać pola grawitacyjnego. Szczególną cechą sił grawitacyjnych jest ich uniwersalność;

podlegają im wszystkie ciała. Co więcej, wszystkie ciała doznają tych samych przyspieszeń w danym polu grawitacyjnym (równość masy bezwładnej i ważkiej). Wynika stąd, że w polach grawitacyjnych nie można realizować ruchów swobodnych. Jest to niemożliwość zasadnicza, podobna nieco swym charakterem do zasady nieoznaczoności. Najbardziej „swobodne“ są w polu grawitacyjnym spadki swobodne, tzn. ruchy odbywające się pod wpływem jedynie siły ciężkości, przy wyeliminowanych wszystkich pozostałych oddziaływaniach. Według teorii newtonowskiej, trajektorie spadków swobodnych są geodetykami koneksji w czasoprzestrzeni, a raczej trajektorie te definiują pewną koneksję, która jest niecałkowalna (krzywa), chyba że znika pole grawitacyjne. Przez odpowiedni wybór współrzędnych można uprościć kształt współczynników koneksji, a tym samym równania ruchu spadków swobodnych, które przybierają postać

$$\frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = - \text{grad}\varphi, \quad (3)$$

gdzie  $\varphi$  jest potencjałem grawitacyjnym. Jak widać z powyższej analizy, koneksja czasoprzestrzeni jest określona za pomocą doświadczeń mechanicznych. Można się zastanawiać, czy za pomocą innych, niemechanicznych doświadczeń nie można wprowadzić innej koneksji, w szczególności koneksji całkowalnej w przypadku, gdy istnieje pole grawitacyjne. Zasada równoważności (sformułowana przez Einsteina w odniesieniu do ogólnej teorii względności) orzeka, że jest to niemożliwe, jeśli ograniczyć się do doświadczeń lokalnych. Przy tego rodzaju sformułowaniu zasady równoważności widać jej podobieństwo do einsteinowskiego postulatu względności. Ten ostatni orzeka, że za pomocą doświadczeń lokalnych nie można wyróżnić żadnego układu inercjalnego. Wspólną cechą obu postulatów jest to, że oba rozszerzają na (lokalne) doświadczenia niemechaniczne wyniki obserwacji zjawisk mechanicznych i grawitacyjnych.

Żądanie, aby równanie ruchu było postaci (3), wyznacza układ odniesienia znacznie mniej dokładnie niż warunek poprzedni, który się nakłada, gdy nie ma pola grawitacyjnego (tzn. gdy  $\partial^2\varphi/\partial x_k\partial x_l = 0$ ). Oprócz przesunięć i zwykłych obrotów przestrzennych, można dokonywać zmian układu postaci:

$$\begin{aligned} \vec{r} \rightarrow \vec{r}' &= \vec{r} + \vec{a}, \\ \varphi \rightarrow \varphi' &= \varphi - \vec{r} \cdot \ddot{\vec{a}}, \end{aligned} \quad (4)$$

gdzie  $\vec{a}(t)$  oznacza dowolny wektor zależny od czasu. Transformacje (4) stanowią istotne rozszerzenie grupy przekształceń Galileusza. W większości wypadków rozważamy izolowane układy materialne. Wówczas potencjał  $\varphi$  i układ odniesienia można wybrać tak, aby było  $\lim\varphi = 0$  dla  $r \rightarrow \infty$ . Przekształcenia (4) zachowują ten warunek brzegowy, jeśli  $\ddot{\vec{a}} = 0$  i w ten sposób odzyskujemy grupę Galileusza. Inaczej mówiąc, w przypadku układu izolowanego, można określić współrzędne inercjalne za pomocą doświadczeń wykonywanych z dala od ciał wytwarzających pole grawitacyjne. W ogólnym

wypadku (np. w kosmologii) uczynić tego nie można, należy zrezygnować z wyróżnionej roli układów inercjalnych i przekształceń Galileusza. Widać stąd, że w newtonowskiej teorii grawitacji obowiązuje swojego rodzaju „zasada ogólnej niezmienniczości“: wszystkie układy odniesienia, w których równania ruchu spadków swobodnych są postaci (3), są równouprawnione. Zasada ta jest konsekwencją zasady równoważności, a nie nowym postulatem.

### Względność i symetrie

Sporo nieporozumień wywołuje kwestia, co należy rozumieć przez zasadę względności oraz czy, i w jakim sensie, relatywistyczna teoria grawitacji zawiera więcej „względności“ niż teoria szczególna. Np. według Focka powinno się mówić o teorii grawitacji, która uogólnia teorię względności, ale nie jest żadną teorią ogólną względności, bo zawiera mniej symetrii niż teoria szczególna, a przecież to symetrie czasoprzestrzeni decydują o względnym charakterze pojęcia równoczesności, spoczynku itd.

Punktem wyjścia do wyjaśnienia sytuacji w tej dziedzinie może być następująca uwaga: wielkości występujące w każdej teorii fizycznej, względnie przy opisie pewnego układu, można podzielić na absolutne (zewnętrzne) i dynamiczne (podlegające równaniom ruchu). Grupa symetrii teorii, względnie układu, to grupa przekształceń zachowujących wielkości absolutne. Np. w zagadnieniu jednego ciała w teorii Newtona wielkościami absolutnymi są elementy geometryczne czasoprzestrzeni oraz potencjał pola, w którym ciało się porusza. Jeśli ten potencjał jest stacjonarny i kulistosymetryczny, to grupa obrotów wraz z przesunięciami w czasie stanowi pełny zbiór symetrii układu. Odpowiadają im prawa zachowania momentu pędu i energii. Istnieją dwa sposoby powiększania grupy symetrii: można w ogóle usunąć pewne elementy absolutne albo potraktować je jako zmienne dynamiczne. Z pierwszą z tych możliwości mamy do czynienia przy przejściu z przedrelatywistycznej elektrodynamiki z eterem do szczególnej teorii względności. Usunięcie dwóch elementów absolutnych (eteru i czasu) oraz zastąpienie metryki newtonowskiej przez relatywistyczną prowadzi do grupy Lorentza. Natomiast przejście od teorii szczególnej do ogólnej jest innego rodzaju: metryka, która ma charakter absolutny w teorii szczególnej, staje się wielkością dynamiczną w relatywistycznej teorii grawitacji. W teorii tej nie ma właściwie żadnych elementów absolutnych i dlatego grupa symetrii pokrywa się z grupą wszystkich przekształceń współrzędnych (względnie wszystkich przekształceń punktowych). W tym sensie w teorii grawitacji jest więcej symetrii, a więc i więcej względności niż w teorii szczególnej. Można jednak przyjąć inny punkt widzenia i uważać za symetrie tylko te transformacje, które zachowują strukturę geometryczną czasoprzestrzeni, niezależnie od tego czy struktura ta ma charakter absolutny, czy dynamiczny. Takie jest stanowisko Focka, według którego w relatywistycznej teorii grawitacji jest mniej względności niż w teorii szcze-

gólnej, ponieważ geometria krzywej czasoprzestrzeni jest mniej symetryczna niż płaskiej.

Zasadę względności można ogólnie wysłowić w sposób następujący: przy formułowaniu praw fizyki wolno używać tylko wielkości dynamicznych oraz absolutnych, występujących w danej teorii. A więc np. nie można w szczególnej teorii względności wprowadzać eteru (wyróżnionego układu spoczynkowego). W ogólnej teorii względności nie powinno się wprowadzać pomocniczej, absolutnej metryki płaskiej, albo wyróżnionych układów odniesienia, jak to niektórzy robią. „Ogólna niezmienniczość“ oznacza właśnie, że w teorii grawitacji Einsteina nie ma elementów absolutnych, co jest konsekwencją tego, że pole grawitacyjne jest opisywane za pomocą metryki. W teorii grawitacji Newtona mamy też ślad ogólnej niezmienniczości, związany z tym, że część elementów geometrycznych ma w tej teorii charakter dynamiczny, a część — absolutny.

## II

Na podstawie teorii newtonowskiej można sądzić, że siły grawitacyjne nie odgrywają żadnej roli w skali atomowej: oddziaływanie elektromagnetyczne między protonem i elektronem jest ok.  $10^{40}$  razy większe niż oddziaływanie grawitacyjne. Siły grawitacyjne mają zasadnicze znaczenie dla budowy i ruchu ciał makroskopowych. Znane zjawiska, do których z pewnością stosuje się teoria grawitacji, można z grubsza podzielić na następujące trzy dziedziny:

statyka i dynamika ciał makroskopowych,  
ruchy ciał o określonej budowie,  
kosmologia.

Pierwsza z tych dziedzin obejmuje przede wszystkim zjawiska związane z powstawaniem, budową i ewolucją gwiazd. Do drugiej można zaliczyć ruchy planet i układów gwiazd. Przedmiotem badań kosmologii jest rozkład i ruch materii we Wszechświecie jako całości. W dalszej części artykułu omówimy niektóre wybrane zagadnienia dotyczące tych trzech grup zjawisk.

### Końcowe stadia ewolucji gwiazd

Niewiele jeszcze wiadomo na temat narodzin gwiazd, ale na ogół sądzi się, że powstają one drogą kondensacji z materii, która początkowo była rozłożona w sposób równomierny. Młoda gwiazda, to chłodna kula gazowa, która kurcząc się pod wpływem sił grawitacyjnych ogrzewa się i promieniuje. W tym pierwszym okresie życia gwiazdy źródłem energii jest grawitacja. Następnie, po osiągnięciu odpowiedniej temperatury, rozpoczynają zachodzić w gwieździe procesy termojądrowe: spalanie wodoru, potrójny proces  $\alpha$  i inne. Po wypaleniu się wszystkich dostępnych źródeł paliwa jądrowego, gwiazda kureczy się. Można się spodziewać, że kurczenie to ustanie dopiero wtedy, gdy siły grawitacyjne

zostaną zrównoważone przez ciśnienie gazu elektronowego, który osiągnie odpowiednio wysoki stopień zwyrodnienia. Stanowi takiemu odpowiada duża gęstość, mały promień i niezbyt wielka jasność gwiazdy. Tego rodzaju cechy spotyka się u białych karłów. Można więc przypuszczać, że białe karły są „starymi“ gwiazdami, które już wypaliły podstawowy zapas swej energii i utrzymują się w stanie względnej równowagi dzięki ciśnieniu zwyrodniałego gazu elektronowego. Rachunek pokazuje [3], że na to, aby gwiazda mogła właśnie w takim stanie zakończyć swoją ewolucję, jej masa nie może być zbyt duża. Graniczna, maksymalna masa jest rzędu <sup>1</sup>

$$M_{\odot} = \frac{1}{m^2} \left( \frac{\hbar c}{k} \right)^{3/2}, \quad (5)$$

gdzie  $m$  oznacza masę protonu,  $k$  — stałą grawitacyjną. Liczbowa wartość  $M_{\odot}$  jest tego samego rzędu, co masa Słońca. Wynik ten jest w zgodzie z obserwacjami: nie spotyka się białych karłów o masach przewyższających masę Słońca.

Powstaje pytanie, co dzieje się z gwiazdami o większych masach? Ulegają one dalszemu kurczeniu, które prowadzi do dalszego zwiększania gęstości i wreszcie degeneracji nukleonów. Elektrony, które już przedtem tworzyły gaz zdegenerowany, nie mają teraz gdzie się podziać i za pomocą odwrotnego procesu  $\beta$  łączą się z protonami — zachodzi neutronizacja gwiazdy. Takie hipotetyczne gwiazdy, składające się ze zwyrodniałego, relatywistycznego gazu neutronowego, noszą nazwę gwiazd neutronowych. Odpowiadają im tak duże gęstości, że w obliczeniach dotyczących budowy i równowagi tych obiektów należy uwzględnić poprawki ogólnej teorii względności. Oppenheimer i Volkoff [4] ustalili, że gwiazda neutronowa może znajdować się w równowadze tylko wtedy, gdy jej masa nie przewyższa pewnej wielkości granicznej, tego samego rzędu co  $M_{\odot}$ . Przy gęstościach występujących w gwiazdach neutronowych istotną rolę odgrywają silne oddziaływania między nukleonami, mogą powstawać hiperony i zmieniać wielkość ciśnienia i równanie stanu gwiazdy. Jednak dotychczasowe próby uwzględnienia tych oddziaływań nie prowadzą do istotnie nowych wyników: ze wszystkich rachunków wynika, że istnieje pewna masa maksymalna, powyżej której gwiazdy będą się nieograniczenie kurczyły. Z drugiej strony wiadomo, że istnieją młode gwiazdy o dużych ma-

<sup>1</sup> Można podać elementarne uzasadnienie wzoru (5): w stanie równowagi, dla dostatecznie dużej masy  $M$  gwiazdy, zdegenerowany gaz elektronowy będzie relatywistyczny. Jeśli  $p$  oznacza pęd maksymalny elektronów, a  $V$  — objętość gwiazdy, to liczba stanów elektronowych  $N$  jest rzędu  $p^3 V / \hbar^3$ . W gazie w pełni zwyrodniałym wszystkie te stany są zajęte, zatem całkowita energia kinetyczna elektronów  $E \sim Ncp \sim \hbar c N (N/V)^{1/3}$ . W gwieżdzie bez wodoru na jeden elektron przypadają dwie jednostki atomowe masy; zatem  $M \sim 2Nm$ . Wprowadzając promień gwiazdy  $R$ ,  $V \sim R^3$ , otrzymujemy  $E \sim \hbar c (M/m)^{1/3} R^{-1}$ . Energia potencjalna gwiazdy jest rzędu  $kM^2 R^{-1}$ ; zatem całkowita energia wynosi  $\left( \hbar c \left( \frac{M}{m} \right)^{1/3} - kM^2 \right) \frac{1}{R}$ . Warunkiem istnienia stanu równowagi jest dodatniość wyrażenia w nawiasie, czyli  $M < M_{\odot}$ . W przeciwnym wypadku ciśnienie gazu elektronowego nie wystarcza do zrównoważenia sił grawitacyjnych i gwiazda „zapada się“.

sach. Powstaje pytanie, jak będą przebiegać końcowe stadia ewolucji tych gwiazd? Można przypuszczać, że gwiazdy o masach nieco przewyższających masę maksymalną przechodzą przez stadium supernowej, w czasie którego tracą część masy, tak że w końcu ich masa nie przekracza maksymalnej. Szacując na tej podstawie ilość gwiazd supernowych otrzymuje się liczbę znacznie przewyższającą to, co wynika z obserwacji. Zagadnienie ewolucji masywnych gwiazd jest jednym z najbardziej interesujących problemów astrofizyki, którego rozwiązanie wymaga połączenia ogólnej teorii względności z fizyką wysokich energii.

### Zagadnienia ruchu ciał

Ścisłe biorąc, w ogólnej teorii względności nie można rozpatrywać ruchu ciał o zadanej budowie. Powinno się rozwiązywać równocześnie zagadnienie budowy i równania ruchu. Okazuje się jednak, że w ogólnej teorii względności, podobnie jak w teorii Newtona, ruch ciał jako całości zależy w nieznacznym stopniu od szczegółów ich budowy i z dobrym przybliżeniem jest wyznaczany przez skończoną liczbę parametrów takich jak masa, wewnętrzny moment pędu i momenty kwadrupolowe. Na tym spostrzeżeniu opiera się metoda traktowania ciał jako osobliwości pola grawitacyjnego. W metodzie tej poszukuje się pola grawitacyjnego, spełniającego równania pola w próżni, które pokrywa się z rzeczywistą metryką czasoprzestrzeni na zewnątrz „rur świata“ wyznaczanych przez ciała. Rozwiązania próżniowe posiadają osobliwości, które można uważać za reprezentujące ciała. Początkowo interpretacja i motywacja metody rozwiązań z osobliwościami była nieco inna. Jak wiadomo, Einstein uważał tensor energii — pędu za tymczasowy sposób opisu materii i poszukiwał geometrycznego obrazu wszystkich zjawisk fizycznych. Jedną z prób w tym kierunku polegała na utożsamianiu cząstek z osobliwościami w geometrii czasoprzestrzeni. Celem pracy Einsteina, Infelda i Hoffmanna [5] było wykazanie, że ruch takich osobliwości jest wyznaczony przez równanie grawitacji oraz znalezienie relatywistycznych poprawek do ruchu ciał niebieskich. Równania ruchu były otrzymywane z warunku całkowalności równań pola, który sprowadzał się do żądania znikania pewnych całek po powierzchniach obejmujących osobliwości. Istotną cechą rachunków było użycie metody aproksymacyjnej specjalnie dostosowanej do niezbyt szybkich ruchów. Metoda *EIH* została następnie udoskonalona przez Einsteina i Infelda [6], którzy wprowadzili do rozwiązań wyrażenia dipolowe tak dobrane, aby warunki całkowalności były automatycznie spełnione. Równania ruchu otrzymywało się z żądania znikania tych dodatkowych członów.

Problem ruchu w ogólnej teorii względności był przedmiotem badań również Focka [2], jego uczniów i innych fizyków. Fock używał tej samej metody przybliżeń, co Einstein, Infeld i Hoffmann, ale do opisu ciał posługiwał się rozciągniętym tensorem energii — pędu. Istotną rolę w metodzie Focka od-

grywało ustalenie układu współrzędnych przy pomocy warunku de Dondera. Równania ruchu były otrzymywane przez całkowanie różniczkowych praw zachowania po obszarze zajmowanym przez ciała.

Infeld [7] podał ogólną metodę otrzymywania równań ruchu opartą na zastosowaniu dirakowskich funkcji  $\delta$  do opisu materii. Doprowadziło to do znacznego uproszczenia rachunków i umożliwiło podjęcie szeregu nowych problemów w związku z zagadnieniem ruchu ciał ze strukturą wewnętrzną. Wyniki osiągnięte w tej dziedzinie przez Infelda, Plebańskiego oraz ich uczniów zostały zebrane w monografii na temat równań ruchu [8]. W szczególności opracowano zagadnienie ruchu ciężkich, obracających się ciał [9], [10] oraz podano fockerowską zasadę wariacyjną dla równań ruchu w ogólnej teorii względności [11], [12].

Jednym z interesujących problemów ogólnych jest sam mechanizm wynikania równań ruchu z równań pola grawitacyjnego. Zakładając, że wszystkie równania, rządzące materią i polem grawitacyjnym można wyprowadzić z niezmienniczej zasady wariacyjnej, na podstawie twierdzeń Noether, otrzymuje się tożsamość, którą symbolicznie można zapisać w postaci:

$$T^{\alpha\beta}{}_{;\beta} + M^\alpha(\text{równania ruchu}) + N^\alpha(\text{równania pola}) = 0, \quad (6)$$

gdzie  $T^{\alpha\beta}$  jest tensorem gęstości energii — pędu materii.

Funkcje  $M^\alpha$  i  $N^\alpha$  mają następujące własności:

$$\begin{aligned} \text{zachodzenie równań ruchu jest równoważne } M^\alpha = 0, \\ \text{zachodzenie równań pola pociąga } N^\alpha = 0. \end{aligned}$$

Wiadomo ponadto, że na mocy tożsamości Bianchiego, zachodzenie równań Einsteina pociąga  $T^{\alpha\beta}{}_{;\beta} = 0$ .

Z tożsamości (6) wynika więc, że równania ruchu cząstek są konsekwencją równań Einsteina i równań pól „fizycznych“. Pozornie dostaje się tutaj coś za darmo: równania, które w szczególnej teorii względności otrzymuje się żądając stacjonarności całki działania względem zmian linii świata, tutaj zachodzą automatycznie, jeśli spełnione są pozostałe równania dynamiczne. Jankiewicz [13] zwrócił uwagę na to, że tak nie jest. Chodzi o to, że do opisu geometrii czasoprzestrzeni używa się tensora metrycznego o dziesięciu składowych. Tensor ten zawiera również informacje o układzie współrzędnych. Przy zadanej geometrii można narzucić cztery dowolne warunki na składowe tego tensora; tak więc tylko sześć spośród nich naprawdę opisuje stopnie swobody pola grawitacyjnego. Nie istnieje jednak niezmienniczy sposób wyróżnienia tych sześciu składowych. Równania pola grawitacyjnego wynikają z formalizmu wariacyjnego; otrzymuje się je żądając stacjonarności całki działania względem zmian wszystkich dziesięciu składowych. Można łatwo się przekonać, że wariowanie względem czterech dodatkowych składowych jest równoważne wariowaniu linii świata cząstek i dlatego w ogólnej teorii względności otrzymuje się automatycznie równania ruchu. To, że równania te opisują oddziaływanie, wiąże się z nieliniowością równań Einsteina. Jednak sama nielinio-

wość równań pola nie jest ani konieczna dla otrzymania równań ruchu, ani dostateczna na to, aby te równania opisywały cząstki oddziaływające (Staruszkiewicz, [14]).

Łatwo jest ocenić rząd wielkości poprawek relatywistycznych do zjawisk związanych z ruchem ciał pod wpływem sił grawitacyjnych. Jeżeli  $m$ ,  $J$  i  $a$  oznaczają, odpowiednio typową masę, moment pędu i odległość występujące w układzie, to efekty relatywistyczne będą proporcjonalne do bezwymiarowych parametrów:  $\frac{km}{c^2a}$ ,  $\frac{kJ}{c^2a^2}$  oraz im podobnych, jeśli uwzględnić inne cechy struktury i ruchu ciał.

### Kosmologia

W dziedzinie kosmologii siły grawitacyjne odgrywają zupełnie zasadniczą rolę. Można się jedynie zastanawiać nad tym, czy, i w jakim stopniu ogólna teoria względności wnosi coś nowego do opisu budowy Wszechświata jako całości. Jak wiadomo [15], kosmologia newtonowska również przepowiada ucieczkę galaktyk i ekspansję materii we Wszechświecie. Ale proste argumenty, oparte na analizie wymiarowej przekonują, że efekty relatywistyczne są w kosmologii duże. Jako charakterystyczną odległość w kosmologii należy wziąć „promień Wszechświata“  $c/H$ , gdzie  $H$  oznacza stałą Hubble'a. Jeśli  $\rho$  oznacza średnią gęstość materii we Wszechświecie, to wewnątrz kuli o promieniu  $c/H$  zawiera się masa rzędu  $\rho(c/H)^3$ . Rolę ilorazu  $km/c^2a$  odgrywa więc tutaj  $k\rho/H^2$ ; na podstawie obserwacji astronomicznych ten współczynnik jest rzędu jedności. Dla modelu izotropowego i jednorodnego, z równań Einsteina wynika, że krzywizna przestrzeni trójwymiarowej jest proporcjonalna do  $\frac{k\rho}{H^2} - 3$ .

Jest rzeczą interesującą, że równanie Friedmanna można wyprowadzić bez użycia formalizmu ogólnej teorii względności, tylko na podstawie newtonowskiego prawa zachowania energii. Istotnie, wybierzmy układ odniesienia tak, aby jego początek 0 pokrywał się z położeniem wybranego elementu substratum (galaktyki). Niech  $R(t)$  oznacza odległość od 0 w chwili  $t$ , innego wybranego elementu substratum o masie jednostkowej. Prawo zachowania energii dla tego elementu ma postać:

$$\frac{1}{2}\dot{R}^2 - \frac{kM}{R} = \text{const},$$

gdzie

$$M = \frac{4}{3}\pi\rho R^3 = \text{const}$$

jest masą zawartą w kuli o środku 0 i promieniu  $R(t)$ .



## Grawitacja a zjawiska kwantowe

Nie ulega wątpliwości, że zjawiska grawitacyjne, podobnie jak wszystkie inne, muszą mieć jakieś podłoże kwantowe. Obecna, klasyczna teoria grawitacji Einsteina jest z pewnością przybliżeniem ściślejszej teorii, uwzględniającej kwantowy charakter zjawisk mikroświata. Z tak ogólnie sformułowanym poglądem zgadzają się chyba wszyscy fizycy. Duża część teoretyków ma również zdecydowany pogląd na to, jak należy zbudować taką kwantową teorię grawitacji. Przeważa zdanie, że należy to zrobić na wzór elektrodynamiki, traktując metrykę jako potencjał, zastępując pewne składowe tego potencjału przez operatory spełniające odpowiednie reguły komutacyjne itd. Taka procedura, jakkolwiek napotyka na duże trudności techniczne, związane z ogólną niezmienniczością i nieliniowością równań, jest w zasadzie możliwa. Należy jednak pamiętać, że nie każdą teorię klasyczną należy „kwantować“. W każdym razie nie można tego robić w odniesieniu do teorii statystycznych. Trudno jednak uwierzyć w to, aby teoria grawitacji miała być teorią statystyczną typu termodynamiki. Analogie między teorią grawitacji Einsteina i elektrodynamiką Maxwella są tak uderzające, że przeciwnicy kwantowania ogólnej teorii względności są w mniejszości. Można się spodziewać, i potwierdzają to przeprowadzone przez różnych autorów rachunki, że skwantowana teoria grawitacji prowadzi do efektów podobnych do tych, które otrzymuje się w elektrodynamice: transmutacje cząstek z udziałem grawitonów, poprawki grawitacyjne do rozpraszania i poziomów energetycznych atomów itp. Łatwo przewidzieć, że efekty te są niesłychanie małe. Rolę stałej sprzężenia między polem grawitacyjnym i materią gra wielkość o wymiarze długości:

$$l = \sqrt{\hbar k/c^3} = 1,6 \cdot 10^{-33} \text{ cm}.$$

Efekty kwantowo-grawitacyjne będą proporcjonalne do odpowiednich potęg stosunku  $l/\lambda$ , gdzie  $\lambda$  jest długością fali charakterystyczną dla danego problemu. Dla osiągalnych obecnie energii ten stosunek jest bardzo mały.

Wydaje mi się, że jeśli powiązanie teorii względności z teorią kwantów wniesie coś istotnie nowego do fizyki, to nastąpi to na innej drodze niż konwencjonalne kwantowanie pola grawitacyjnego. Należy pamiętać, że teoria względności to również teoria budowy czasoprzestrzeni. U jej podstaw leży hipoteza, że czasoprzestrzeń jest ciągła, dokładniej, że posiada strukturę rozmaitości różniczkowalnej. To założenie wydaje się być uzasadnione na gruncie fizyki klasycznej, ale jest dalekie od oczywistości, gdy wziąć pod uwagę kwantową naturę zjawisk. Teorie z ciągłą czasoprzestrzenią zakładają możliwość identyfikacji dowolnie bliskich zdarzeń. Ale to ze względu na atomową budowę materii oraz skończone wymiary cząstek elementarnych nie jest wykonalne. Można spekulować, że ta zasadnicza niemożliwość powinna mieć swoje odbicie w budowie czasoprzestrzeni, podobnie do tego, jak lokalna nierozróżnialność sił grawitacyjnych od sił inercji jest w naturalny sposób uwzględ-

niana w ogólnej teorii względności. Oczywiście, każda zmiana założeń o budowie czasoprzestrzeni pociągnęłaby za sobą gruntowną rewizję teorii grawitacji i całej fizyki.

### Fale grawitacyjne

Istnienie promieniowania i fal grawitacyjnych zostało teoretycznie uzasadnione przez Einsteina wkrótce po sformułowaniu równań ogólnej teorii względności. Ówczesne rachunki Einsteina były oparte na przybliżonych liniowych równaniach pola i z tego powodu były często krytykowane; linearyzacja równań w istotny sposób zmienia ich własności. Jednak bardzo liczne i szczegółowe prace na temat promieniowania grawitacyjnego, oparte na ścisłych równaniach pola, wykazały, że przewidywania Einsteina były słuszne i potwierdziły otrzymane przez niego wzory na moc promieniowania układów izolowanych.

Bez szczegółowych obliczeń łatwo się przekonać, że promieniowanie grawitacyjne jest bardzo słabe we wszystkich sytuacjach, z którymi mamy do czynienia w najbliższym nam otoczeniu Wszechświata. Prawa zachowania energii i pędu powodują, że promieniowanie to zaczyna się od typu kwadrupolowego. Elementarne, nie wykorzystujące równań Einsteina obliczenia, pozwalają ocenić rząd wielkości promieniowania wytwarzanego np. przez gwiazdę podwójną [16]:

$$P \sim \frac{mc^2}{r/c} \left( \frac{km}{c^2 r} \right)^4.$$

Tutaj  $m$  oznacza masę gwiazdy,  $r$  — odległość między jej składowymi. Dla analogicznego problemu w elektrodynamice (nierelatywistyczny ruch ładunków  $e$  i  $-e$  po kole o promieniu  $r$ ):

$$P_{em} \sim \frac{mc^2}{r/c} \left( \frac{e^2}{mc^2 r} \right)^3.$$

Widać stąd, że promieniowanie grawitacyjne nie ma znaczenia dla układów atomowych. Jeśli przyjąć za  $e$  i  $m$  ładunek i masę elektronu, a za  $r$  — promień atomu, to:

$$\frac{e^2}{mc^2 r} \sim \alpha^2 \sim 10^{-4}$$

$$\frac{km}{c^2 r} \sim 10^{-47}.$$

Znaczne ilości energii grawitacyjnej promieniają gwiazdy podwójne o bardzo bliskich składowych i krótkich okresach obrotu (np. układ WZ Sagittae o masach 0,6 i 0,03 masy Słońca oraz okresie 81 min). Można również spodziewać się znacznego promieniowania grawitacyjnego przy niesymetrycznym zapadaniu się (*collapse*) gwiazd [17], [18]. Interesujące jest zagadnienie promienio-

wania grawitacyjnego ładunku poruszającego się w zewnętrznym polu magnetycznym. Wiadomo, że pewne składowe promieniowania kosmicznego są wynikiem promieniowania synchrotronowego elektronów relatywistycznych w polu magnetycznym. Infeld i R. Trautman [19] pokazali, że w przybliżeniu nierelatywistycznym natężenie promieniowania grawitacyjnego dla tego zagadnienia jest rzędu

$$P \sim \frac{mc^2}{r/c} \left(\frac{v}{c}\right)^4 \frac{km}{c^2 r}.$$

Promieniowanie to występuje w rzędzie  $v/c$  niższym niż w przypadku ciał oddziaływających jedynie grawitacyjnie. Jednak interpretacja fizyczna tego wyniku wymaga dużej ostrożności ze względu na trudności związane z pojęciem pola zewnętrznego w ogólnej teorii względności.

### Doświadczalne sprawdzanie ogólnej teorii względności

Dobrze znane są trzy klasyczne przewidywania teorii Einsteina oraz to, w jaki sposób i w jakim stopniu zostały one potwierdzone przez doświadczenia i obserwacje. Ostatnim sukcesem w tej dziedzinie były pomiary zmiany częstości promieniowania elektromagnetycznego w polu grawitacyjnym Ziemi wykorzystujące efekt Mössbauera. Po tych doświadczeniach radykalnie zmieniło się znaczenie pomiarów przesunięcia linii widmowych promieniowania słonecznego. Obecnie, zamiast analizować te pomiary pod względem ich zgodności z teorią Einsteina, należy je traktować jako źródło informacji o budowie i ruchu materii słonecznej [20].

Wysuwane są projekty i prowadzone próby wykrycia promieniowania grawitacyjnego padającego na Ziemię z przestrzeni kosmicznej. Są to ambitne zamierzenia, które, gdyby się powiodły, stanowiłyby duży sukces. W przypadku wyniku negatywnego, pomiary takie dadzą jedynie górną granicę natężenia promieniowania w badanym zakresie częstości. Wydaje się jednak, że przy obecnych możliwościach technicznych doświadczenia te w żadnym wypadku nie mogą być rewelacyjne. Trudno się spodziewać, ażeby w przewidywalnej przyszłości można było uprawiać astronomię opartą o „teleskopy grawitacyjne“.

Niedawno Shapiro [21] podał nowy, czwarty sposób sprawdzenia ogólnej teorii względności. Polega on na wykorzystaniu tego, że prędkość światła, definiowana przy użyciu „czasu światowego“, w pobliżu ciał jest mniejsza od  $c$ . Jeśli w polu grawitacyjnym z punktu odległego o  $R$  od masy  $M$  wysłać światło w kierunku  $M$  do punktu odległego o  $r$  od tej masy, a następnie z powrotem, to czas przebiegu światła będzie o  $\frac{4kM}{c^3} \ln \frac{R}{r}$  dłuższy niż w pustej przestrzeni. Shapiro proponuje, aby do pomiarów użyć impulsów radarowych odbijanych od Merkurego. Autor niniejszego artykułu dowiedział się pry-

watnie, że doświadczenie to będzie wykonane, a jego koszt wyniesie około miliona dolarów.

Należy się cieszyć, że ogólna teoria względności posiada przeciwników, którzy tak bardzo chcieliby widzieć ją obaloną, że są gotowi przeznaczać tak wielkie sumy pieniężne na doświadczalne jej sprawdzanie.

### Theory of relativity

*Abstract:* The article, based on a lecture given at the XIXth Meeting of the Polish Physical Society in Cracow, contains a review of a number of problems of current interest in the theory of general relativity, with special emphasis on the research done in Poland. The first part is devoted to an analysis of the foundations of Einstein's theory of gravitation. An attempt has been made to formulate the principle of equivalence and the principle of relativity more precisely than this is usually done. The second part of the article contains a short review of such questions as the problem of late stages in the evolution of stars, equations of motion in general relativity, gravitational radiation and the relation between quantum and gravitational phenomena.

### Literatura

- [1] A. Einstein, *Istota teorii względności*, PWN, Warszawa, 1958.
- [2] V. A. Fock, *The theory of space, time and gravitation*, Pergamon Press, London, 1959.
- [3] S. Chandrasekhar, *An Introduction to the Study of Stellar Structure*, Dover Publications, New York, 1957.
- [4] J. R. Oppenheimer, G. M. Volkoff, *Phys. Rev.*, **55**, 374 (1939).
- [5] A. Einstein, L. Infeld, B. Hoffmann, *Ann. Math.*, **39**, 65 (1938).
- [6] A. Einstein, L. Infeld, *Canad. J. Math.*, **1**, 209 (1949).
- [7] L. Infeld, *Acta Phys. Polon.*, **13**, 187 (1954).
- [8] L. Infeld, J. Plebański, *Motion and Relativity*, PWN and Pergamon Press, Warszawa, 1960.
- [9] W. Tulczyjew, *Acta Phys. Polon.*, **18**, 37 (1959).
- [10] R. Michalska, *Bull. Acad. Polon. Sci., sér., sci. math., astr. et. phys.*, **8**, 233, 237 i 247 (1960).
- [11] L. Infeld, *Rev. Mod. Phys.*, **29**, 398 (1957).
- [12] J. Plebański, S. Bazański, *Acta Phys. Polon.*, **18**, 307 (1959).
- [13] C. Jankiewicz, *Bull. Acad. Polon. Sci., sér. sci. math., astron., phys.*, **7**, 175 (1959).
- [14] A. Staruszkiewicz, *Acta Phys. Polon.*, **24**, 735 (1963).
- [15] H. Bondi, *Cosmology*, Cambridge University Press, 1960.
- [16] A. Trautman, F. A. E. Pirani, H. Bondi, *Lectures on general relativity*, Brandeis Summer Institute, 1964.
- [17] J. B. Zeldowicz, I. D. Nowikow, *DAN SSSR*, **155**, 1033 (1964).
- [18] I. S. Szklowski, N. S. Kardaszew, *DAN SSSR*, **155** 1039 (1964).
- [19] L. Infeld, R. Trautman, praca w przygotowaniu.
- [20] P. G. Bergmann, Concluding Remarks w *Conférence internationale sur les théories relativistes de la gravitation* (Warszawa—Jabłonna 1962), PWN, 1964.
- [21] I. Shapiro, *Phys. Rev. Lett.*, **13**, 789 (1964).

*Giuseppe Cocconi*

CERN (Genewa)

## O oddziaływaniach wysokoenergetycznych \*

Ponieważ przy wykrywaniu nowych zjawisk zachodzących podczas oddziaływań cząstek elementarnych główną rolę gra energia, fizycy zajmujący się promieniami kosmicznymi są uprzywilejowani jako pionierzy w tej dziedzinie badań w stosunku do fizyków pracujących za pomocą akceleratorów, gdyż energia cząstek kosmicznych, jaką mają do dyspozycji, jest praktycznie nieograniczona. O tej sytuacji będę pamiętał i omawiając tu pewne zagadnienia oddziaływań wysokoenergetycznych będę kładł nacisk na różnice w możliwościach badań w dziedzinie promieni kosmicznych i w dziedzinie akceleratorowej. W ostatnich latach bowiem rozpoczął się nowy etap badań w obu dziedzinach; z jednej strony w badaniach promieni kosmicznych można skorzystać z osiągnięć techniki raketowej i projektować doświadczenia poza obrębem atmosfery ziemskiej, z drugiej zaś strony w ciągu najbliższych może ośmiu lat można się spodziewać możliwości otrzymania zderzających się wiązek protonów o energii  $(28 + 28)$  GeV, co jest równoważne energii protonów uderzających w spoczywającą tarczę równej  $10^8$  GeV, przy wydajności około  $10^5$  oddziaływań w sekundzie.

Co można zrobić za pomocą tych nowych narzędzi? Co można osiągnąć stosując jedną z tych metod, a nie można osiągnąć stosując drugą? W którym kierunku korzystniej jest skierować nasze wysiłki?

Prawdopodobnie spora część odpowiedzi, jakich spróbuję udzielić na te pytania okaże się błędna, jednak chcę udzielić tych odpowiedzi, może tylko w tym celu, aby wykazać moją ignorancję i brak wyobraźni.

Przyjrzyjmy się stanowi fizyki cząstek elementarnych o energiach 25—30 GeV, jakich akceleratory dostarczyły od 1960 roku. Nie można zaprzeczyć, że ostatnie pięć lat badań akceleratorowych dostarczyło nam wielu informacji, których nie mogłaby nam dać fizyka promieni kosmicznych, nawet chyba w okresie pięćdziesięcioletnim. Odkrycie cząstek, antycząstek i rezonansów, które doprowadziło do klasyfikacji cząstek elementarnych opartej

\* Wykład wygłoszony na IX Międzynarodowej Konferencji Promieni Kosmicznych w Londynie, we wrześniu 1965. Tłumaczenia dokonano za zgodą Autora.

na grupie  $SU_3$ , rozpraszanie pod małymi i dużymi kątami, wymiana ładunków i odkrycie dwóch rodzajów neutrin wskazuje na bogactwo tej dziedziny badań, której możliwości są jeszcze dalekie od wyczerpania.

Z drugiej strony, za pomocą niezbyt skomplikowanych narzędzi, takich jak liczniki Geigera, scyntylatory, komory Wilsona i klisze fotograficzne zaobserwowano i zmierzono w ostatnich 20 latach w promieniowaniu kosmicznym wiele fundamentalnych zjawisk. Odkryto mezony  $\pi$  i  $\mu$  oraz kilka cząstek dziwnych, zmierzono z grubsza całkowity przekrój czynny na rozpraszanie mezonów  $\pi$  na protonach, zmierzono średni współczynnik nieelastyczności w silnych oddziaływaniach, średnie krotności, stwierdzono stałość średniego pędu transversalnego cząstek wtórnych itd. (lecz nie odkryto antyprotonów).

Z tych faktów zdaje się wynikać że:

a) badania w dziedzinie promieniowania kosmicznego mogą doprowadzić do odkrycia zjawisk mających fundamentalne znaczenie dla zrozumienia oddziaływań wysokoenergetycznych;

b) w zakresie energii, które można otrzymać również za pomocą akceleratorów, wyniki uzyskane z badań promieniowania kosmicznego są ilościowo i jakościowo gorsze.

Pamiętając więc o tym, że wkrótce będziemy mieli do dyspozycji akceleratora ze zderzającymi się wiązkami, powinniśmy już przewidywać w dziedzinie promieni kosmicznych badania oddziaływań cząstek o energii dużo większej niż  $10^3$  GeV (czyli 1 TeV) z nieruchomą tarczą.

Nie będzie to zadanie łatwe, gdyż poza atmosferą strumień protonów promieniowania kosmicznego o energiach większych niż 10 TeV wynosi około  $30 \text{ h}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ sterad}^{-1}$ , a z nich tylko  $6 \text{ h}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ sterad}^{-1}$  ma energię pomiędzy 10 a 11 TeV. Do badania tak słabych strumieni konieczne jest stosowanie detektorów o dużych powierzchniach i pomiary takie muszą trwać długo.

Z drugiej strony nie możemy sobie wmawiać, że tego rodzaju badań nie warto robić. Świat otaczający nas kieruje naszą uwagę w sposób bardzo wyraźny ku zjawiskom wysokoenergetycznym. Podczas gdy przed kilku laty można było mieć wrażenie, że fizyka wysokich energii (rzędu GeV i TeV) jest fizyką zjawisk sztucznie wytworzonych przez człowieka i nie mającą znaczenia dla wszechświata, to dane astronomiczne, które teraz gromadzimy o źródłach galaktycznych, kwasi-gwiazdowych, radiowych i nie emitujących fal radiowych, wskazują na to, że istnieją obszary wszechświata o takich rozmiarach jak nasza galaktyka, gdzie zjawiska wysokoenergetyczne grają niejasną jeszcze, lecz niewątpliwie fundamentalną rolę i gdzie duża część całkowitej energii należy do cząstek, z których każda powiada energię rzędu TeV lub większą.

Same obserwacje astronomiczne mogą wprawdzie nasuwać interesujące pomysły, nie wystarczają jednak do prawdziwego zrozumienia praw fizyki, które tkwią w zjawiskach zachodzących we wszechświecie. Do tego zrozumienia nie można dojść bez doświadczeń przeprowadzanych w warunkach kontrolowanych przez nas. Tylko w czasach Galileusza i Newtona prawa przyrody formułowali astronomowie. Musimy więc energicznie zabrać się do badania

zjawisk zachodzących przy energiach rzędu TeV; prowadząc te badania nie odchodzimy od przyrody, lecz zbliżamy się do źródeł w tym sensie, jak klasyczny fizyk jądrowy znajdował się trzydzieści czy piędziesiąt lat temu bliżej źródeł niż ten, kto studiował silniki spalinowe.

Co już wiemy o oddziaływaniach protonów o energiach około 10 TeV? Dotychczasowe informacje pochodzące od około tuzina przypadków obserwowanych w blokach emulsyjnych, oraz wynikające z badań wielkich pęków promieni kosmicznych, można streścić w następujący sposób:

a) absorpcyjny przekrój czynny na oddziaływanie proton-proton pozostaje bliski 30 mb;

b) średnia krotność, tj. całkowita liczba „trwałych“ cząstek wtórnych, przeważnie mezonów  $\pi$  jest w przybliżeniu dana wyrażeniem  $n = 3E^{1/4}$ , gdzie całkowita energia pierwotna  $E$  jest wyrażona w GeV;

c) średni pęd transwersalny  $p_T$  jest w dalszym ciągu ograniczony do wartości około  $1/2$  GeV/c;

d) średni współczynnik nieelastyczności  $\rho$  jest równy około  $1/3$ , tzn. że przy tych energiach proton traci w każdym oddziaływaniu tylko 30—50% swojej energii. Oznacza to również, że w każdym oddziaływaniu średni niezmienniczy przekaz pędu —  $t$  wynosi około 1 (GeV/c)<sup>2</sup>;

e) rozkład kątowy i rozkład energii trwałych cząstek wtórnych nasuwa myśl, że powstają centra emitujące (*fire-balls*), tzn. że większość cząstek wtórnych jest emitowana izotropowo (każda z energią około  $2/3$  GeV). Z jednego spośród centrów emitujących, które poruszają się w pierwotnym kierunku zderzających się nukleonów, lecz z prędkościami pośrednimi pomiędzy prędkościami pierwotnych nukleonów po zderzeniu, a prędkością środka masy przed zderzeniem;

f) również nukleony pierwotne są po zderzeniu często wzbudzone do stanów o większych masach i krótkim czasie życia.

Wśród wyliczonych wyżej własności jedna zawiera w sobie więcej treści fizycznych, a mianowicie ta, która mówi o powstawaniu centrów emitujących w zderzeniach aż do najwyższej energii.

Hipotezę centrów promieniujących sformułowano przed siedmiu laty opierając się na analizie oddziaływań promieni kosmicznych o energiach 0,1—1 TeV w emulsjach. W następnych latach potwierdziły ją wyniki analizy innych oddziaływań wywołanych przez protony o jeszcze większej energii, lecz badania w dziedzinie promieniowania kosmicznego posuwają się powoli naprzód i postęp w zrozumieniu znaczenia tworzenia się centrów emitujących był wolny. Do dzisiejszego dnia nie jest rzeczą jasną czy centra emitujące rzeczywiście istnieją, czy stanowią tylko wygodny sposób opisu rozkładu kąowego szczególnego typu, nie mającego nic wspólnego z tworzeniem się ciężkich ciał, które rozpadają się następnie izotropowo na wiele bardziej trwałych cząstek wtórnych o niskich energiach.

To zagadnienie jest fundamentalne, obecnie jeszcze bardziej podstawowe niż można było podejrzewać przed siedmiu laty, ponieważ doświadczenia

akceleratorowe wykazały tymczasem, że najważniejszym skutkiem wzbudzenia barionów i mezonów jest powstawanie ciał złożonych o dużych masach całkowitych, które szybko rozpadają się na bardziej trwałe cząstki, a obecnie wydaje się, że skomplikowany system stanów wzbudzonych nie daje się dobrze ująć w schemat mający za podstawę grupę  $SU_3$ , lub jakiś podobny.

Już przy energiach akceleratorowych gromadzą się dowody na to, że mezony  $\pi$ , które przed kilku laty uważano za podstawowe cegiełki modelu statystycznego, w rzeczywistości *nie* powstają w silnych oddziaływaniach. Tę drastyczną zmianę naszych poglądów narzuca fakt, że przy energiach rzędu GeV wydaje się przeważać powstawanie ciężkich ciał wzbudzonych takich jak  $N^*$ ,  $K^*$ , mezonów  $\rho$  i innych. Zatem w silnych oddziaływaniach mezony  $\pi$  grają taką rolę jak promienie  $\beta$  i  $\gamma$  w oddziaływaniach jądrowych, a mianowicie rolę kwantów emitowanych w kolejnych przejściach do stanów bardziej trwałych. Warto przypomnieć, że odkrywcy promieniotwórczości też sądzili z początku, że promienie  $\beta$  i  $\gamma$  są składnikami jąder.

Ważne jest przeto obecnie zagadnienie, czy istnieje jakaś granica mas tych stanów wzbudzających, a jeżeli tak, to jaka? I drugie zagadnienie: jakie jest rozmieszczenie i szerokość poziomów, gdy masa wzrasta?

Jeżeli założymy, że centra emitujące są rezultatem tworzenia się ciał masywnych, to ich produkcja przy najwyższych energiach nasuwa przypuszczenie, że górna granica ich mas jest wysoka. Biorąc podane wyżej wartości średnie, tzn. krotności  $n = 3E^{1/4}$  i przyjmując, że energia każdego mezonu jest równa  $u = 2/3$  GeV w układzie centrum emitującego, widzimy, że średnia masa każdego centrum emitującego wynosi:

$$M_b = \frac{n}{2} u = E^{1/4}, \quad (E \text{ w GeV}).$$

W oddziaływaniach zachodzących przy energiach  $E = 10$  TeV powstają więc centra promieniujące o masach  $M_b = 10$  GeV<sup>1</sup>. Czy dla takich mas poszczególne stany wzbudzone są jeszcze rozdzielone, czy tworzą kontinuum?

Nie od rzeczy będzie przypomnieć, że podobne pytania dręczyły klasycznych fizyków jądrowych przez dziesiątki lat i do dzisiaj pozostały w zasadzie bez odpowiedzi. Czy ta sama uciążliwa historia będzie musiała się powtórzyć przy badaniu materii mezonowej? Na obecnym etapie naszej wiedzy możemy jeszcze mieć nadzieję, że własności materii mezonowej okażą się mniej skomplikowane niż własności materii jądrowej i że otrzymamy wyraźniejszą odpowiedź.

Wiemy na przykład, że prawa elektrodynamiki zabraniają wysoko wzbudzonym jądrom emisji pojedynczych promieni  $\gamma$  unoszących całe wzbudzenie. Wskutek tego w silnie wzbudzonym jądrze powstają kaskady przejść, z których każde związane jest z oswobodzeniem małej porcji energii. Czy prawa

<sup>1</sup> Zasada zachowania energii daje:  $\epsilon\gamma_c = M_b\gamma_b$ , gdzie  $\gamma_b$  jest czynnikiem Lorentza każdego z centrów emitujących w układzie środka masy cząstek zderzających się, a  $\gamma_c = (E/2)^{1/2}$  czynnikiem Lorentza środka masy. Stąd wynika, że dla  $E = 10$  TeV jest  $\gamma_b \sim \frac{1}{2} E^{1/4} = 2,5$ .



wyboru działają też tak rygorystycznie przy przechodzeniu materii mezonowej ze stanu wzbudzonego? Stałość średniego pędu transwersalnego cząstek wtórnych nasuwa przypuszczenie, że centra emitujące rozpadają się na wiele cząstek o małych energiach. Czy jest to wynik wielu przejść niskoenergetycznych, czy bezpośredniego rozpadu na wiele ciał? Dane, które mamy do dyspozycji przemawiają za pierwszą z tych możliwości.

Jakie jest jednak prawdopodobieństwo, aby centrum emitujące rozpadło się bezpośrednio na duże cząstki trwałe? W takim zjawisku pojawiłyby się cząstki o dużych pędach transwersalnych, które można by wykryć badając cząstki wtórne o pędach nienormalnie dużych, rzędu 2 GeV. Czy obserwowane czasem duże pędy transwersalne cząstek wtórnych są przypadkowym wynikiem wielu małych przejść, czy jednego przejścia? W tym ostatnim przypadku powinno się zaobserwować duże pędy transwersalne więcej niż jednej cząstki, a w pierwszym przypadku tego nie byłoby. Należy więc szukać par cząstek wtórnych o dużych pędach transwersalnych. Do takich badań lepiej nadają się akceleratory, jednak i wykrycie silnie oddziaływających cząstek w pękach powietrznych może przyczynić się do wyjaśnienia problemu. Istnieją obecnie pewne niejasne wskazówki na to, że przy energiach powyżej  $10^3$  TeV, nierzadkie są pędy poprzeczne rzędu 10 GeV.

Z dużymi masami wiąże się też zagadnienie istnienia trwałych ciężkich cząstek. Myślę tu nie tylko o kwarkach o ładunkach  $e/3$  i  $2e/3$  sugerowanych przez rozważania związane z zastosowaniem grupy  $SU_3$  do cząstek elementarnych, lecz o każdej trwałej cząstce ciężkiej, chociaż dla prostoty będę ją nazywał kwarkiem.

Jeżeli kwarki istnieją, to powinny być wytwarzane w atmosferze ziemskiej przez promienie kosmiczne o odpowiedniej energii. Jeżeli niezmienniczy przekaz pędu w ich oddziaływaniach z nukleonami jest bliski 1  $(\text{GeV}/c)^2$ , to ponieważ  $-t = p_T^2 + \left(\frac{\Delta E}{E} M\right)^2$ , gdzie  $M$  jest masą cząstki tracącej energię  $\Delta E/E$ , zatem powinny one tracić w każdym zderzeniu tylko kilka procent swojej energii i wskutek tego zachowywać się raczej podobnie jak mezony  $\mu$ , niż jak zwykle cząstki silnie oddziaływające. W zasadzie wykrycie takiego kwarka w dolnych warstwach atmosfery powinno być możliwe.

Jeżeli jednak oddziaływanie kwarków z materią nie jest podobne do oddziaływania mezonów  $\mu$ , to ich wykrycie w promieniowaniu kosmicznym będzie trudniejsze, zwłaszcza jeżeli nie są one związane z anomalnym ładunkiem. W takim przypadku przyszłe akceleratory będą uprzywilejowane, jeżeli chodzi o szukanie kwarków, zupełnie podobnie jak to było z antyprotonami. Z tego co wiem można już przyjąć górną granicę mas kwarków jako równą około 5 GeV dla ich produkcji za pomocą akceleratorów i około 10 GeV w promieniowaniu kosmicznym. W tej ważnej dziedzinie badań mogą obecnie dostarczyć informacji tylko promienie kosmiczne.

Nie tylko masa trwałych lub kwasi-trwałych nowych cząstek może być anomalna. Jak wskazuje hipoteza kwarków, również ładunek może być ano-

malny, a ładunek jest łatwiej zmierzyć przy pomocy urządzeń, jakie mamy do dyspozycji, niż pęd, prędkość i masę. Możliwość istnienia cząstek trwałych lub kwasi-trwałych (tj. o czasach życia większych niż  $10^{-14}$  sek), powstających w oddziaływaniach promieni kosmicznych i o ładunkach wyraźnie różnych od 0, i od  $\pm e$ , jest raczej mała. Emulsje fotograficzne nadają się dobrze do takich poszukiwań i jak dotąd z kilku tysięcy cząstek wtórnych, powstałych w oddziaływaniach przy energiach większych niż 1 TeV, nie stwierdzono w ogóle istnienia ładunków pomiędzy  $0,3e$  i  $0,8e$  lub większych niż  $1,2e$ . Jest jeszcze możliwe do pomyślenia, że takie cząstki istnieją i długie naświetlanie wielkich bloków emulsji mogłoby te granice przesunąć jeszcze dalej.

Nie możemy jednak spodziewać się, że rozwiązanie tych kilku nasuwających się zagadnień pozwoli na zrozumienie oddziaływań cząstek o energiach rzędu TeV. Zagadnienia związane z powstawaniem masywnych nietrwałych ciał wymagają szczegółowej znajomości pędów, kątów i natury wszystkich cząstek wtórnych równocześnie. W badaniach akceleratorowych możemy posługiwać się wodorowymi komorami pęcherzykowymi, natomiast w badaniach promieni kosmicznych nie możemy, gdyż w komorze pęcherzykowej musi nastąpić rozprężenie zanim zajdzie oddziaływanie. Na szczęście poczyniono w ostatnich latach postępy w konstrukcji komór iskrowych o małych i dużych odległościach płyt, tak że możemy sobie wyobrazić zespół scyntylatorów, komór iskrowych, pól magnetycznych i zbiorników ciekłego wodoru, za pomocą których będziemy mogli uzyskać potrzebne informacje.

Rzeczywiście już kilka grup fizyków projektuje zbudowanie na szczytach gór tego rodzaju układów o zdolności wykrywania promieni kosmicznych, wynoszącej kilka metrów kwadratowych na steradian i z możliwością analizy magnetycznej cząstek wtórnych o energiach rzędu TeV z dokładnością do kilku procent. Koszt tych urządzeń nie będzie znikomy w porównaniu na przykład do kosztów budowy akceleratorów ze zderzającymi się wiązkami, lecz jestem przekonany, że obecnie nie mamy innej alternatywy. Główną wadą stacji górskich jest naturalnie obecność nad nimi około połowy atmosfery ziemskiej, a więc warstwy przepuszczającej bez oddziaływania tylko jedną pierwotną cząstką kosmiczną na parę tysięcy, lecz z drugiej strony produkującej wiele interesujących cząstek wtórnych (może nawet zbyt wiele; będą one być może „zatykać“ powierzchnie detektorów).

Następnym krokiem będzie wyrzucenie takiej aparatury w rakiecie poza atmosferę; wydaje się, że takie kroki są już podejmowane. Ostatecznym rozwiązaniem będzie prawdopodobnie laboratorium na powierzchni Księżyca.

Może wydawać się dziwne, że fizycy zajmujący się promieniami kosmicznymi będą musieli pomyśleć o udaniu się na Księżyc, żeby móc współpracować z akceleratorami o zderzających się wiązkach. Dotąd atrakcyjną cechą badań promieni kosmicznych była ich prostota i niezależność od skomplikowanej aparatury; te korzyści stają pod znakiem zapytania przynajmniej do tego czasu, gdy podróże na Księżyc staną się rzeczą zwyczajną.

Aby temu zapobiec, należy uwierzyć w to, że własności oddziaływań w ob-

szarze skrajnie wysokich energii są zasadniczo prostsze niż w obszarze rzędu TeV, a mianowicie tak proste, że można je poznać bez wykonania szczególnych doświadczeń. W tym przypadku na przykład badanie pęków powietrznych mogłoby już dostarczyć ważnych informacji o pierwszym oddziaływaniu, dzięki któremu powstaje pęk w górnej atmosferze, w odległości dziesięciu kilometrów od aparatury wykrywającej go.

Obecny stan naszej wiedzy nie przemawia za tym punktem widzenia. Na przykład w wielkich pękach promieni kosmicznych zaobserwowano anomalie w zachowaniu się największych pęków. Wydaje się rzeczą bardziej prawdopodobną, że anomalie te są związane z fluktuacjami, nie z wielkością pęku.

Na zakończenie chciałbym zauważyć, że droga nie jest łatwa, zagadnienia są trudne i trzeba być przygotowanym na to, że będziemy musieli drogo zapłacić za ich rozwiązanie.

*Tłumaczył Bronisław Średniawa*

*Abdus Salam*

Międzynarodowy Ośrodek Fizyki Teoretycznej  
Triest

## Teoria grup a symetria w fizyce \*

### 1. Wstęp

Teoretycy zajmujący się teorią kwantową nigdy nie wątpili w to, że teorię grup wynaleziono specjalnie dla zastosowań w fizyce. Co więcej — arogancka i niewdzięczna mniejszość tych ludzi nie tylko twierdziła, że teorię grup stworzono dla fizyków, lecz utrzymywała nawet, że stworzyli ją sami fizycy. Pretensje te są oczywiście szalone, nieodpowiedzialne i z pewnością niesłuszne, o ile mówimy o przeszłości. Mogą one jednak nabrać pewnego uzasadnienia w przyszłości, a to dlatego, że jedna z przednich rubieży matematyki przebiega dziś przez teorię grup niezwartych. Otóż tak się złożyło, że w ciągu ubiegłego roku teoria grup niezwartych stała się również przedmiotem zainteresowania kierunku fizyki badającego prawa symetrii — w nadziei zastosowania tych grup w fizyce cząstek. Fizyk potrzebuje wyników najświeższej daty. Nie licząc się z aktualnymi zainteresowaniami kompetentnych specjalistów od teorii grup, fizyk poczyni niewątpliwie liczne założenia i zacznie stosować je praktycznie. Bardzo chciałbym wierzyć, że nie wszystkie z tych założeń okażą się w końcu fałszywe.

W ramach dzisiejszego odczytu pragnę omówić niektóre najnowsze osiągnięcia metod teorio-grupowych w zakresie schematów klasyfikujących tak zwane cząstki elementarne. Postaram się przedstawić pokrótce pewne konkretne zagadnienia teorii reprezentacji grup niezwartych, które w opinii fizyka zasługują na dalsze rozwinięcie. Niech mi wolno będzie z całą skromnością stwierdzić, że najważniejszą rzeczą w zastosowaniu określonej dyscypliny matematycznej nie zawsze jest to nowe zrozumienie przedmiotu, jakie fizyk może podać na samym początku. Znacznie ważniejsze może okazać się coś, czego obecnie nawet nie przeczuwamy i co uda się z powodzeniem wykorzystać dopiero po opracowaniu kompletnej teorii.

---

\* Odczyt wygłoszony 14 lipca 1965 roku z okazji stulecia Londyńskiego Towarzystwa Matematycznego. Tłumaczenia dokonano za zgodą Autora.

Jako pierwsze z brzegu nasuwa się następujące pytanie:

Dlaczego teoria grup spełniała tak doniosłą, tak niezastąpioną rolę w rozwoju mechaniki kwantowej, a nie miała takiego znaczenia, powiedzmy, w mechanice klasycznej? Przyczynę tego podali Yang i Wigner; kryje się ona w podstawowym postulatcie teorii kwantowej, zgodnie z którym stany kwantowe fizycznego układu tworzą *zbiór liniowy*.

Aby zilustrować naszą myśl, rozważmy grupę obrotów przestrzennych, czyli grupę obrotów  $O_3$ . W ciągu całej historii fizyki opieraliśmy się na założeniu, że prawa fizyki pozostają niezmiennione pod wpływem obrotów przestrzeni. Z zasadniczego punktu widzenia jest to jedynie postulat empiryczny, który należy udowodnić, sprawdzając jego konsekwencje. Postulat ten wbudujemy do fizyki klasycznej, żądając, aby wszystkie układane przez nas równania ruchu pozostawały niezmiennicze względem obrotów. Omawiany postulat prowadzi poprzez dość subtelne rozumowanie do prawa zachowania momentu pędu. Tymczasem naiwne zastosowanie tej niezmienniczości względem obrotów do klasycznych trajektorii, na przykład, do orbit planetarnych, powiada nam jedynie, że mając daną pewną orbitę możemy poprzez wykonanie obrotów wnioskować o istnieniu innych, dopuszczalnych fizycznie orbit.

Jest to wniosek ważny, ale niezbyt owocny w skutki. Nie pogłębia on naszego zrozumienia przedmiotu. Zupełnie inaczej przedstawia się sprawa w mechanice kwantowej. Identyczne twierdzenie możemy wypowiedzieć na temat orbit kwantowych. Jednakże w teorii kwantowej istnieje dodatkowy postulat stwierdzający, że wszystkie możliwe orbity tworzą *zbiór liniowy*, z którego można wybrać układ zupełny stanów liniowo niezależnych, a wówczas wszystkie orbity dadzą się wyrazić liniowo przez ten układ; to znaczy

$$|\Psi\rangle = \sum_j a_j |\Psi_j\rangle$$

Oznaczmy przez  $U(g)$  operator obrotu odpowiadający obrotowi  $g$ . Jak wynika z niezmienniczości względem obrotów, jeśli  $|\Psi\rangle$  reprezentuje orbitę, to  $|\Psi'\rangle = U(g)|\Psi\rangle$  reprezentuje inną możliwą orbitę. Wybierzmy konkretnie  $|\Psi\rangle = |\Psi_i\rangle$ . Wówczas na podstawie zupełności układu otrzymujemy:

$$U(g)|\Psi_i\rangle = \sum_j a_{ij} |\Psi_j\rangle.$$

Oczywiście, współczynniki  $a_{ij}$  dają nam od razu *reprezentację* grupy obrotów  $g$ . W oparciu o kwantowy postulat orbit tworzących *zbiór liniowy natrafiamy natychmiast na całe bogactwo matematycznej teorii reprezentacji grup, nieoczekiwane i niewyobrażalne na poziomie dynamiki klasycznej*.

Pójdźmy dalej. W teorii kwantowej posługujemy się wyłącznie reprezentacjami *unitarnymi*. Fakt ten wynika z kwantowo-mechanicznej teorii pomiarów. Nie mogę tu wnikać w szczegóły teorii pomiaru fizycznego, przyjmijmy więc do końca niniejszego odczytu, że mamy do czynienia zawsze z repre-

zencjami *unitarnymi*. Zapiszmy unitarny operator infinitezymalny obrotu w postaci

$$U(g) \approx 1 + i\varepsilon_j J_j, \quad j = 1, 2, 3.$$

Mamy zwykle relacje przemienności dla operatorów hermitowskich  $J_i (J_i = J_i^\dagger)$  grupy  $O_3$ :

$$[J_i, J_j] = i\varepsilon_{ijk} J_k,$$

przy czym  $J^2 = J_1^2 + J_2^2 + J_3^2$  jest niezmiennikiem Casimira, komutującym ze wszystkimi trzema  $J_i$ . Jak dobrze wiadomo, grupa zwarta  $O_3$  posiada skończenie-wymiarowe, dwuwartościowe reprezentacje unitarne oznaczane dwoma liczbami  $j$  i  $j_3$ ; symbolicznie:

$$J^2 |j, j_3\rangle = j(j+1) |j, j_3\rangle$$

$$J_3 |j, j_3\rangle = j_3 |j, j_3\rangle,$$

gdzie  $j$  może przybierać wartości całkowite lub połówkowe:  $0, 1/2, 1, 3/2, \dots$ , a  $j_3$  zmienia się w przedziale od  $-j$  do  $+j$ . A zatem postulat niezmienniczości względem obrotów przestrzennych w połączeniu z zupełnością układu stanów podstawowych  $|\Psi_i\rangle$  pozwala nam twierdzić, że przestrzeń fizyczna (przestrzeń Hilberta) dowolnego kwantowego układu mechanicznego może być wyrażona poprzez bazę nieciągłą, jako suma prosta nieprzywiedlnych reprezentacji unitarnych grupy obrotów  $O_3$ :

$$|H\rangle = \dots \oplus |j, j_3\rangle \oplus \dots$$

Można powiedzieć, że opis grupowy stał się istotną częścią składową *kinematycznej* struktury teorii kwantowej. Liczba kwantowa  $j$  nazywa się całkowitym momentem pędu — spinem — czystego stanu  $|j, j_3\rangle$  (mierzonym w jednostkach stałej Plancka  $\hbar$ ), a  $j_3$  jest składową spinu wzdłuż osi  $z$ . Obie liczby  $j_3$  i  $j$  są skwantowane; obie one są całkowite albo połówkowe. Jak o tym wszyscy wiemy, skwantowanie czyli nieciągłość wielkości fizycznych stanowi istotę mechaniki kwantowej. Otóż styczność z teorią reprezentacji grup zapewnia w sposób automatyczny skwantowanie wielkości  $j$  i  $j_3$ .

Ustalmy terminologię, jakiej będę używał w dalszym ciągu wykładu: zbiór  $(2j+1)$  stanów (czyli  $(2j+1)$  wektorów):

$$|j, j\rangle, \quad |j, j-1\rangle, \dots \quad |j, -j\rangle,$$

oznaczanych za pomocą dwu liczb kwantowych  $j$  i  $j_3$  ( $-j \leq j_3 \leq j$ ) będzie nazywany multipletem o krotności  $(2j+1)$  składającym się z  $(2j+1)$  składników *odpowiadających*  $(2j+1)$  wymiarowej reprezentacji grupy  $O_3$ . Multiplet cząstek wiąże się bezpośrednio z układem bazowym niezależnych wektorów odpowiadającym danej nieprzywiedlnej reprezentacji grupy. W dalszym ciągu przyjdzie nam stanąć przed odwrotnym problemem: znając krotność multipletu i liczby kwantowe służące do oznaczenia stanów, znaleźć odpowiednią grupę niezmienni-

zości. W ciągu ostatnich lat zadanie fizyka-doświadczalnika w dziedzinie fizyki cząstek polegało na klasyfikacji coraz to większej liczby cząstek, coraz to większej liczby rezonansów w multiplety, z których każdy odznacza się (jak się spodziewamy) określoną wartością pewnego niezmiennika Casimira. Natomiast zadanie teoretyka zajmującego się symetriami fizyki sprowadzało się do poszukiwania grup niezmienniczości, jakim może podlegać dynamika cząstek. A skoro już znamy grupę, wówczas ukryte w postulacie niezmienniczości prawa zachowania — podobnie jak zachowanie momentu pędu — dostarczają całej chmury nowych i poddających się sprawdzeniu relacji pomiędzy wielkościami doświadczalnymi.

## 2. „Kinematyczna“ klasyfikacja cząstek — symetrie wewnętrzne

Mówiłem wyżej o skwantowaniu spinu układu spoczywającego za pomocą grupy zwartej  $O_3$ . Automatyzm, z jakim teoria reprezentacji grup uwzględnia nieciągłość wielkości fizycznych i prowadzi do struktury multipletowej, daje wzór dla wszystkich dalszych schematów klasyfikacyjnych w fizyce cząstek. Zilustrujemy to dokonując krótkiego przeglądu zmian sytuacji doświadczalnej w tej dziedzinie, poczynając od roku 1926 do dnia dzisiejszego.

W 1926 roku fizyka знаła dwie tak zwane cząstki elementarne: proton i elektron. Są to mikroskopijne bryłki materii; proton posiada masę około  $10^{-24}$  gramów, a elektron jest blisko 2000 razy lżejszy. Obie cząstki są naładowane, proton dodatnio, a elektron ujemnie. Były one elementarne w tym sensie, że sądzono wówczas (zresztą błędnie), że cała materia — wszystkie 92 rodzaje atomów — składa się tylko z tych dwóch obiektów.

Protony i elektrony nie są jednak zwykłymi bryłkami materii. Obie te cząstki są obdarzone wewnętrznym spinem; z punktu widzenia teorii grup cząstki te odpowiadają spinowej reprezentacji grupy  $O_3$  o  $j = 1/2$ ,  $j_3 = 1/2, -1/2$ . Według wprowadzonej powyżej terminologii proton (oraz elektron) tworzy dwuskładnikowy ( $2j + 1 = 2$ ) multiplet. Dwa możliwe stany protonu reprezentowane przez  $|j = 1/2, j_3 = +1/2\rangle$  i  $|j = 1/2, j_3 = -1/2\rangle$  fizycy nazywali stanami o lewej i prawej polaryzacji.

Zadziwiającą cechą tych dwu cząstek była — i nadal jest — równość liczbowa unoszonych przez nie ładunków elektrycznych; a przecież masy protonu i elektronu są tak krańcowo różne. Wydaje się więc, że ładunek elektryczny — podobnie jak moment pędu — jest skwantowany w postaci całkowitych wielokrotności tylko jednej podstawowej jednostki. Jest to fakt niezwykle zagadkowy, musimy jednak uwzględnić go w naszym opisie przyrody.

Sukces metody teorio-grupowej, jakim było zrozumienie skwantowania spinu, wydawał się sugerować wyraźnie sposób postępowania wobec opisu skwantowania ładunku w ramach teorii grup. Reprezentacje grupy obrotów w dwu wymiarach są znakowane jak wiadomo, dodatnimi lub ujemnymi liczbami całkowitymi. Przypuśćmy, że istnieje dwuwymiarowa przestrzeń „we-

wewnętrzna“ — nazwijmy ją „przestrzenią ładunkową“, i załóżmy, że wszystkie równania ruchu są niezmiennicze wobec obrotów w tej przestrzeni. Z tej niezmienniczości względem obrotów wynika, poprzez zastosowanie naszkicowanego powyżej postępowania kwantowo-mechanicznego, zarówno skwantowanie, jak i zachowanie ładunku. Sytuacja jest taka sama jak w przypadku trójwymiarowej grupy obrotów; taka sama jest również logika postępowania. Z tą jednak różnicą, że w przeciwieństwie do trójwymiarowej przestrzeni fizycznej dwa nowe bliźniacze wymiary „przestrzeni ładunkowej“ nie posiadają oczywiście bezpośredniego sensu fizycznego. Przestrzeń tę zwykle się nazywa „przestrzenią wewnętrzną“, związaną, być może, z pewną wewnętrzną strukturą protonów czy elektronów. Ale gdyby nawet tak było, nikt nie miał dość odwagi, by napisać równania ruchu rzeczywiście wykazujące jawną zależność od współrzędnych tej przestrzeni. Mówiąc inaczej: w przypadku obrotów przestrzennych sens fizyczny ma sama grupa obrotów, a nie tylko jej infinitezymalne generatory  $J_1, J_2, J_3$ . Natomiast dla przestrzeni wewnętrznej sam obrót nie ma właściwie żadnego sensu; sens fizyczny posiada jedynie algebra generatorów infinitezymalnych oraz ich wartości własne. Fizyk badający symetrie wewnętrzne nie posługuje się grupą, natomiast wykorzystuje szeroko jej algebrę.

Aż do roku 1930 jedyną znaną „wewnętrzną“ charakterystyką cząstki elementarnej pozostawała ta jedna wielkość skwantowana — ładunek elektryczny. W roku 1930 nastąpił przełom, wywołany odkryciem przez Chadwicka neutronu. Neutron stał się trzecią „cząstką elementarną“; był on niemal równie ciężki co proton, nie miał jednak ładunku elektrycznego. Znajdujące się w pobliżu siebie proton i elektron przyciągały się za pośrednictwem klasycznej siły elektrostatycznej. W układzie proton-neutron siła elektryczna oczywiście nie występowała, ponieważ neutron nie miał ładunku elektrycznego. A jednak dwa neutrony, albo proton i neutron, zbliżywszy się, wywierały na siebie silne działanie przyciągające. Nie ulegało wątpliwości, że mamy tu do czynienia z nową siłą przyrody. Stwierdzono w sposób empiryczny, że przy porównywalnej odległości siła ta była co najmniej stokrotnie silniejsza od siły elektrycznej. A więc z doskonałym przybliżeniem — z przybliżeniem, w jakim można było zaniedbać siły elektryczne w porównaniu do sił jądrowych — protony i neutrony można było uważać za dwa stany jednej wspólnej cząstki: tak zwanego nukleonu.

Powstała więc sytuacja podobna do poprzedniej, kiedy to pewna cząstka mogła występować w jednym z dwu możliwych (polaryzacyjnych) stanów. Wiedzano już, że proton lub elektron — cząstka o spinie  $1/2$  — posiada dwa stany polaryzacji:  $|j = 1/2, j_3 = +1/2\rangle$  i  $|j = 1/2, j_3 = -1/2\rangle$ . Można więc było znów wymyślić nową przestrzeń „wewnętrzną“, tym razem trójwymiarową, i wprowadzić trzy generatory obrotów infinitezymalnych:  $I_1, I_2, I_3$ , spełniające relacje przemienności:

$$[I_i, I_j] = i\epsilon_{ijk}I_k.$$



Reprezentację spinową tej nowej grupy można wówczas było utożsamiać z nukleonem. Tego rodzaju myśl wysunęli w latach 1934—38 Kemmer, Heisenberg, Breit i inni. Nową „przestrzeń wewnętrzną“ nazwano „przestrzenią izotopową“; składające się z nukleonów jądra tworzyły multiplety odpowiadające reprezentacjom nieprzywiedlnym grupy obrotów izotopowych. Wszystkie jądra posiadały spin izotopowy — oczywiście, miały one również spin zwykły, który odtąd będę nazywać spinem Poincarégo.

Dalszym krokiem naprzód w rozwoju fizyki cząstek stała się wysunięta w 1935 roku hipoteza Yukawy. Yukawa przypomniał mianowicie, że wszystkie przyspieszane ładunki elektryczne wysyłają, zgodnie z prawami Maxwella, promieniowanie elektromagnetyczne. Kwantowym aspektem siły elektromagnetycznej są fotony. Yukawa postawił więc pytanie: co jest analogiem fotonu w przypadku siły jądrowej? Jakiego rodzaju promieniowanie wysyłają przyspieszane nukleony? Przypuścił on, że w przyrodzie istnieją obiekty podobne do fotonu — tak zwane mezony, cząstki o masach pośrednich między masami elektronu i nukleonu, wysyłane przez przyspieszane nukleony. Z punktu widzenia teorii grup, gdyby cząstki te istniały naprawdę, musiałyby one odpowiadać pewnym nieprzywiedlnym reprezentacjom grupy izotopowej. Gdyby ponadto, podobnie jak fotony, były one emitowane tylko po jednym naraz przez nukleony, wówczas zachowanie spinu izotopowego wymagałoby, aby spin izotopowy mezonów był nie połówkowy, lecz całkowity.

Yukawa wystąpił ze swoją hipotezą w 1935 roku. Jego propozycje były przekonywające; poszukiwania mezonów zostały przerwane z powodu wojny, ale wkrótce po jej zakończeniu, w roku 1947, profesor C. F. Powell doniósł o odkryciu cząstek Yukawy — tak zwanych „pionów“. Znalaziono trzy piony, co odpowiadało spinowi izotopowemu  $I = 1$ :

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow |I = 1, I_3 = 1\rangle \\ \pi^0 &\rightarrow |I = 1, I_3 = 0\rangle \\ \pi^- &\rightarrow |I = 1, I_3 = -1\rangle.\end{aligned}$$

Jak się okazało, spin Poincarégo dla tych cząstek jest równy zero, a więc, w przeciwieństwie do nukleonów, piony są bezspinowe. W ten sposób schemat klasyfikacyjny cząstek związanych z siłą jądrową (przypomnijmy w tym miejscu, że elektron nie należy do nich) opierał się na trzech wielkościach:

- (1) Wielkość „zewnętrzna“, czyli spin Poincarégo  $J$ , przestrzeń grupy  $O_3$ ;
- (2) Dwie wielkości „wewnętrzne“:

(a) Spin izotopowy, przestrzeń grupy  $O'_3$ ,

(b) Ładunek elektryczny  $Q$ , przestrzeń grupy  $O''_2$ .

Symetria wewnętrzna związana ze spinem izotopowym nie była ścisłą symetrią; można ją było uważać za ścisłą jedynie przy zaniedbaniu sił elektromagnetycznych w porównaniu do sił jądrowych. Odnotujmy liniowy związek:

$$\begin{aligned}Q &= I_3 + 1/2 \text{ dla nukleonów,} \\ Q &= I_3 \quad \text{dla mezonów.}\end{aligned}$$

Później spotkamy się z relacją ogólną, dla której powyższy związek jest przypadkiem szczególnym; tym niemniej już teraz dostrzegamy wyraźnie, że relacja tego typu oznacza istnienie pewnego związku między przestrzenią  $O_2''$  a przestrzenią izotopową  $O_3'$ .

Po roku 1947 nastąpiły dalsze odkrycia doświadczalne. Zaobserwowano całe mnóstwo nowych obiektów, cząstek o rozmaitych masach, ładunkach, spinach Poincarégo i spinach izotopowych. Nawet przy największym nateżeniu wyobraźni nie można było wciąż nazywać ich „cząstkami elementarnymi“. A jednak, niezależnie od tego, czy były one obiektami składającymi się z jakichś prostszych elementów, czy też nie, należało znaleźć kwantowy opis tych cząstek. W styczniu 1964 roku sytuacja przedstawiała się następująco:

W wyniku cierpliwie i pracowicie prowadzonych badań promieni kosmicznych oraz badań za pomocą gigantycznych akceleratorów w CERN, Brookhaven, Dubnie, Berkeley i w innych laboratoriach, można było sklasyfikować odkryte cząstki w następujące multiplety:

- (1) 8 cząstek o spinie Poincarégo równym  $1/2$  (rodzina nukleonu),
- (2) 9 cząstek o spinie Poincarégo równym  $3/2$  (nukleony wzbudzone),
- (3) 8 mezonów o zerowym spinie Poincarégo,
- (4) 9 mezonów wzbudzonych o jednostkowym spinie Poincarégo.

Szczegóły dotyczące tych multipletów nie są istotne dla mojego wykładu: w szczególności, przytaczanie nazw cząstek multipletu, ich charakterystyk nie miałyby tu sensu. Chciałbym jednak uwypuklić jedną wspólną cechę wszystkich multipletów i w tym celu opiszę dokładniej ośmioskładnikowy multiplet nukleonowy, posiadający następujące „składniki“:

Tablica I

	$I$	$I_3$	$Q$	$Y = 2(Q - I_3)$
$p$	1/2	1/2	1	1
$n$		-1/2	0	1
$\Lambda^0$	0	0	0	0
$\Sigma^+$	1	1	1	0
$\Sigma^0$		0	0	0
$\Sigma^-$		-1	-1	0
$\Xi^0$	1/2	1/2	0	-1
$\Xi^-$		-1/2	-1	-1

Ta ósemka cząstek, z których wszystkie posiadają niemal jednakowe masy i jednakowy spin Poincarégo  $1/2$ , składa się z czterech różnych multipletów izotopowych:  $(p, n)$ ,  $(\Lambda)$ ,  $(\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-)$  i  $(\Xi^0, \Xi^-)$ . Z doświadczenia wiadomo, że cząstki wewnątrz tego samego multipletu izotopowego posiadają tę samą (całkowitą)

wartość liczby kwantowej  $Y = 2(Q - I_3)$ , zwanej hiperładunkiem. Zatrzymajmy się przy  $I_3$  i  $Y$ ; liczby te sugerują istnienie wyższej grupy symetrii, niezmienniczości wyższego stopnia, którą jest prawdopodobnie grupa o randze 2, ponieważ mamy co najmniej dwa operatory  $I_3$  i  $Y$ , dające się równocześnie sprowadzić do postaci diagonalnej. Już od dawna, od lat 1956—1957, było rzeczą zupełnie jasną, że fizyka oddziaływań jądrowych podlega pewnej wyższej symetrii. Jednak przed rokiem 1961 nie było wyraźnego przekonania, że postęp może być osiągnięty na drodze systematycznego poszukiwania zwartej grupy o randze 2. Oczywiście, głównym źródłem niepewności w tym przedmiocie zawsze były dane doświadczalne. Ja tu przed chwilą beztrąsko oznajmiłem, że multiplet nukleonowy, jak się okazało, składa się z 8 cząstek o spinie Poincarégo  $1/2$ , oraz podałem spiny izotopowe  $I$  i hiperładunki  $Y$  każdej cząstki, jak gdyby każdy odkryty w doświadczeniu obiekt był opatrzony etykietką, z której można wyczytać jego charakterystyki. W rzeczywistości rzecz przedstawia się oczywiście zupełnie inaczej; na przykład, do dnia dzisiejszego nie możemy twierdzić z pewnością statystyczną większą niż 95 %, że spin Poincarégo cząstek  $\Xi^0$  i  $\Xi^-$  jest naprawdę  $\frac{1}{2}\hbar$ . Mój kolega, profesor P. T. Matthews podał pouczającą ilustrację trudności, jakimi najeżona jest praca fizyka doświadczalnego. Istnieje tylko jedno doświadczenie, jakie może wykonać fizyk zajmujący się badaniem cząstek: może on rozpraszać jeden zbiór cząstek na drugim, następnie przeliczać cząstki wylatujące po zderzeniu w danym kierunku i próbować znaleźć na tej podstawie spiny zwykłe, izotopowe itd. rozmaitych produktów końcowych reakcji. To jest tak samo, jakbyśmy kierowali strumień wody z węża na znajdujący się w nieoświetlonym pokoju posąg i mieli możliwość zbierania wody rozpryskującej się z powierzchni posągu. Trud będący udziałem fizyka doświadczalnego mógłby zrozumieć ktoś, stojący przed zadaniem odтворzenia rysów posągu jedynie w oparciu o pomiary ilości wody rozpryskiwanej przez każdy centymetr kwadratowy jego powierzchni.

Powracając do sprawy klasyfikacji cząstek, mamy tylko cztery półproste grupy Liego o randze 2:  $A_2$ ,  $B_2$ ,  $C_2$  i  $G_2$ . Jednym z najbardziej wprowadzających w błąd aspektów sytuacji była utrwalona z czasów fizyki klasycznej tradycja posługiwania się grupami obrotu w rodzaju  $O_2''$  czy  $O_3$ . Chociaż to może wydać się słuchaczom wyjątkowo banalne, jednakże faktem jest, że przełom nastąpił dopiero po uświadomieniu sobie, iż używanie dwuwartościowych reprezentacji wspomnianych grup oznacza możliwość wykorzystania izomorfizmu  $O_3$  z  $A_1 \approx U_2$  w celu następującego przeformułowania problemu symetrii wewnętrznych:

Kojarząc spin izotopowy  $I$  ze strukturą grupową  $U_2$ , a hiperładunek  $Y$  — z grupą  $U_1$  należy znaleźć grupę o randze 2, której podgrupami są zarówno  $U_2$ , jak i  $U_1$  i która posiada reprezentację ośmiowymiarową o niezależnych wektorach, charakteryzujących się liczbami podanymi w tablicy I.

Pozwolę sobie raz jeszcze podkreślić, że czynnie pracujący fizyk nigdy nie stawia w ten sposób problemu fizycznego, chyba po fakcie. Zwykle istnieje tyle zastrzeżeń, tyle wahań, tak wiele informacji trzeba przyjmować na wiarę i — co jest najtrudniejsze ze wszystkiego — tak wiele rzeczy musi się pominąć!

Nie zapominajmy jednak, że mimo wszystko na tym właśnie polega radość odkrycia w fizyce.

Problem sformułowany tak, jak ja to przedstawiłem powyżej, ma jedyne rozwiązanie: grupą wyższej symetrii musi być grupa  $A_2 \approx U_3$ ; rozwiązanie to zaproponowali jako pierwsi w roku 1959 fizycy japońscy Ohnuki Ogawa i Sawada. Symetrię  $U_3$  nazwano „symetrią unitarną“. Tak się niestety złożyło, że fizycy japońscy mylnie zidentyfikowali cząstki fizyczne; wybrane przez nich reprezentacje grupy nie dają się rozłożyć w sposób podany w tablicy I. Do istniejącej sytuacji fizycznej lepiej pasował późniejszy wariant teorii, podany w roku 1961 równocześnie i niezależnie przez M. Gell-Manna z Kalifornii i Y. Ne'emana, który pracował wówczas w Imperial College.

Ich interpretacja była zachęcająca, lecz niezupełnie zadawalająca. Oprócz ośmioskładnikowego multipletu nukleonowego istniał również inny multiplet, składający się z dziewięciu nukleonów wzbudzonych o następujących liczbach kwantowych:

Tablica II

	$I$	$Y$
$N^{*++}$		
$N^{*+}$		
$N^{*0}$	3/2	1
$N^{*-}$		
$Y^{*+}$		
$Y^{*0}$	1	0
$Y^{*-}$		
$E^{*0}$		
$E^{*-}$	1/2	-1

Otóż grupa  $U(3)$  nie posiada reprezentacji dziewięcioskładnikowej; jej najmniejsza reprezentacja, której rozłożenie według  $(U_2 \times U_1)$  daje wartości własne generatorów  $I_3$  i  $Y$  podane w tablicy II, musiałaby zawierać 10 obiektów. Brakowało więc jednej cząstki, mającej kluczowe znaczenie; z punktu widzenia teorio-grupowej struktury reprezentacji cząstka ta musiałaby mieć  $I = 0$ ,  $Y = -2$ . Wzór empiryczny  $Q = I_3 + Y/2$  określał jej ładunek elektryczny jako  $-1$ . Cząstce tej nadano zaocznie miano  $\Omega^-$ . Los symetrii  $U(3)$  zależał teraz od odkrycia cząstki  $\Omega$ .

Jak już to zaznaczyłem, tak przedstawiała się sytuacja w styczniu 1964 roku. W lutym 1964 roku wśród milionów przejranych zdjęć fotograficznych uzyskanych w komorze pęcherzykowej w Brookhaven odkryto dwie cząstki  $\Omega^-$ . Powstanie i rozpad tych cząstek wygląda efektownie, a to, że znaleziono tylko dwa ich egzemplarze, uczyniło je drogocennym nabytkiem. Wyższa grupa symetrii  $U_3$  została w pełni udowodniona; grupę „spinu izotopowego“  $U_2$  uogólniono do grupy „spinu unitarnego“  $U_3$  jako jeszcze wyższej, jeszcze bardziej wszechobejmującej symetrii sił jądrowych.

Następna inwazja odkryć nastąpiła niedługo potem, we wrześniu 1964 roku. Były one jeszcze bardziej efektowne. Jak już mówiłem, na tym etapie rozporządzaliśmy czterema kompletnymi multipletami:

Tablica III

$N$ (nukleon), $J = 1/2$ , liczba cząstek 8
$N^*$ (nukleon wzbudzony), $J = 3/2$ , liczba cząstek 10
$M$ (mezon), $J = 0$ , liczba cząstek 8
$M^*$ (mezon wzbudzony), $J = 1$ , liczba cząstek 9

Mieliśmy dwie odmiany liczb kwantowych:

- 1) zewnętrzne, spin Poincarégo; struktura grupowa  $O_3 \approx U_2$ ;
  - 2) wewnętrzne, spin izotopowy  $I$  i hiperładunek  $Y$ ; struktura grupowa  $U(3)$ .
- Przy obliczaniu liczby cząstek w jakimś wewnętrznym multiplecie  $U(3)$  nie brano pod uwagę polaryzacji spinu, czyli krotności spinowej. Załóżmy jednak, że każdą polaryzację spinu Poincarégo traktujemy jako odrębny stan; rachunek przebiega wówczas, jak następuje:

Tablica IV

$N$ (nukleony), $J = 1/2$	$8 \times (2J + 1) = 16$ różnych cząstek		
$N^*$ (nukleony wzbudzone), $J = 3/2$	$10 \times (2J + 1) = 40$ różnych cząstek		
$M$ (mezony), $J = 0$ ,	$8 \times (2J + 1) = 8$	„	„
$M^*$ (mezony wzbudzone), $J = 1$ ,	$9 \times (2J + 1) = 27$	„	„

Otóż we wrześniu 1964 roku postawiono pytanie: czy jest do pomyślenia, żeby w przyrodzie istniała symetria wyższa niż  $U(3)$ , symetria obejmująca zarówno „zewnętrzny“ spin Poincarégo, jak i „wewnętrzny“ spin unitarny; wobec takiej symetrii wszystkie nukleony — i te, które nazwaliśmy wzbudzonymi, i te niewzbudzone — zachowywałyby się jak jeden wspólny multiplet, i podobnie miałyby się rzecz z mezonami. Czy jesteśmy w stanie zatrzeć różnicę między symetriami zewnętrznymi i wewnętrznymi? Czy możemy pomyśleć sobie grupę symetrii zawierającą jako podgrupy równocześnie  $U(3)$  i  $U(2)$ ? Pierwszą kandydatką na taką symetrię była grupa  $U(6)$ , którą we wrześniu 1964 roku zajęli się F. Gürsey, L. Radicati i B. Sakita. Wśród reprezentacji nieprzywiedlnych grupy  $U(6)$  znajdują się dwie reprezentacje, o krotności  $35 = 8 + 27$  oraz  $56 = 16 + 40$ . A to są właśnie liczby odrębnych znanych cząstek. W ten sposób już na pierwszy rzut oka  $U(6)$  sprawiała wrażenie, że jest tą poszukiwaną przez nas, jeszcze wyższą symetrią oddziaływań jądrowych.

Doniosła rola  $U(6)$  polega na tym, że odkrywając teraz doświadczalnie nowe cząstki, spodziewamy się, iż należą one do wyższych reprezentacji grupy  $U(6)$ . Wydaje się, że znaleźliśmy kluczową symetrię. Wszystko wskazuje na to, że grupa zwarta  $U(6)$  łączy w sobie cechy spinu wewnętrznego i zewnętrznego.

### 3. Rozważania dynamiczne a grupy niezwarte

Jak dotąd wszystko jest w porządku. Osiągnęliśmy duże postępy, gdzież jednak podziłała się dynamika? Jak należy rozumieć owo złączenie się „zewnątrznego“ spinu Poincarégo z „wewnętrznym“ spinem unitarnym? Zanim jednak można będzie spojrzeć głębiej na to zagadnienie, powinniśmy lepiej naświetlić problemy techniczne wiążące się ze spinem cząstek.

Poprzednio przedstawiłem teorię spinu Poincarégo, wychodząc z grupy symetrii względem obrotów w przestrzeni trójwymiarowej. Tego rodzaju opis może być słuszny dla układu spoczywającego, natomiast dla układu poruszającego się należy stosować kinematykę relatywistyczną. Musimy uwzględnić niezmienniczość wobec obrotów czasoprzestrzennych, innymi słowy — musimy rozważać grupę Lorentza.

Jeśli chodzi o grupę Lorentza, to jest to grupa niezwarta. Wszystkie jej reprezentacje unitarne są nieskończenie wymiarowe. Aby móc utożsamiać reprezentacje ze skończeniem wymiarowymi multipletami cząstek obdarzonych spinem, chcielibyśmy mieć reprezentacje o skończonej liczbie wymiarów.

Wszyscy dobrze znamy wyjście z tego kłopotliwego dylematu, zaproponowane przez Diraca i Wignera. W kontekście teorii grup Wigner jako pierwszy uświadomił sobie jasno, że grupą stosowną dla reprezentacji spinyowych nie jest jednorodna grupa Lorentza; podstawową rolę odgrywa tu niezmienniczość względem grupy niejednorodnej, zawierającej obok sześciu obrotów również cztery przesunięcia. Jest to tak zwana grupa Poincarégo. Wigner pierwszy zbadał reprezentacje unitarne grupy Poincarégo w swojej klasycznej pracy opublikowanej w 1939 roku w *Annals of Mathematics*. Jak wiadomo, zapoczątkował on tym samym teorię reprezentacji indukowanych. Wignerowi udało się pokazać, że w rzeczywistości można zdefiniować normę unitarną dla skończeniowymiarowych reprezentacji jednorodnej grupy Lorentza, o ile tylko uwzględni się we właściwy sposób wspomniane cztery przesunięcia. Dla reprezentacji niejednorodnej grupy Lorentza, odpowiadających cząstkom — znaczy dla takich reprezentacji, dla których niezmiennik Casimira  $P_\mu^2 = P_0^2 - P_1^2 - P_2^2 - P_3^2$  posiada dodatnie wartości własne — drugi niezmiennik Casimira

$$(J_{\alpha\beta})^2 - \frac{(P_\alpha J_{\alpha\beta})^2}{(P_\alpha)^2}$$

srowadza się w układach spoczynkowych rozpatrywanych cząstek do znanego już nam niezmiennika grupy  $O_3$ , którym jest  $J_1^2 + J_2^2 + J_3^2$ . Oczywiście dokładnie te same reprezentacje otrzymał w roku 1928 ze swojego równania elektronu Dirac, odznaczającą się zawsze wielką intuicją fizyczną.

Morał płynący z tego wszystkiego dla fizyki cząstek był jasny. Chcąc otrzymać relatywistycznie niezmienniczy schemat symetrii, który, po pierwsze, powinien obejmować  $U(3)$ , a po drugie, ma dawać unitarną normę dla reprezentacji skończeniowymiarowych, należało rozważyć, jako minimalne możliwe

rozszerzenie symetrii, niezwartą grupę niejednorodną  $SL(6, C)$ . Jest to najmniejsza grupa mająca jako podgrupy zarówno  $SL(2, C)$  (jednorodną grupę Lorentza), jak i grupę  $U(3)$ . A jej największą podgrupą zwartą jest rzeczywiście  $U(6)$ , czyli grupa wykorzystana przez nas dla klasyfikacji multipletów cząstek. Koncepcję powyższą wysunęli na początku roku 1965 B. Sakita i W. Rühl.

Ze względów, nad którymi nie mogę tu się zatrzymywać, moi koledzy R. Delbourgo i J. Strathdee i ja, (a niezależnie od nas Sakita, Wali, Beg i Pais w USA) woleliśmy stosować szerszą (niejednorodną) grupę niezwartą  $U(6, 6)$ . Nasza nieznamość literatury matematycznej w styczniu 1965 roku była tak dogłębna, a nasz sposób rozumowania był tak ściśle związany z wymaganiami dynamicznymi fizyki, że skoro tylko wpadliśmy na potrzebny nam rodzaj grupy niezwarant, zaraz nadaliśmy jej nowe miano; nazwaliśmy tę grupę  $\tilde{U}(12)$ ;  $U(12)$  dlatego, że pasowało to do ciągu  $U(1)$ ,  $U(2)$ ,  $U(3)$  i  $U(6)$ , a wężyk  $\sim$  miał wskazywać na to, iż jest to grupa niezwartą. Grupa  $U(6, 6)$  zawiera w sobie  $SL(6, C)$  jako podgrupę, a maksymalną zwartą podgrupą dla  $U(6, 6)$  jest grupa  $U(6) \times U(6)$ . Wybrana przez nas grupa odznaczała się wyższą symetrią niż  $SL(6, C)$ .

W tym miejscu warto zwrócić uwagę na to, że nie chodzi nam tylko o odwołanie struktury multipletowej cząstek elementarnych. Cel jest bardziej ambitny — chcemy uzyskać wgląd w dynamikę cząstek. I znów szczególnie omawianie naszych wyników zaprowadziłoby mnie zbyt daleko od tematu, jaki podjąłem. Wystarczy powiedzieć, że osiągnęliśmy w części problemów nadszpodziewane sukcesy. Podczas bogatych w wydarzenia dni stycznia i lutego 1965 roku, kiedy badaliśmy tak zwane funkcje trójpunktowe, wydawało nam się, że rozwiązaliśmy już wszystko, co dotyczy fizyki jądrowej. Kiedy jednak zabraliśmy się do funkcji czteropunktowych, proste zastosowanie metody symetrii doprowadziło do wyników, z których jedno zgadzały się z doświadczeniem, a inne — nie.

Nietrudno dostrzec przyczyny, dla których zastosowanie metod symetrii do funkcji trójpunktowych było owocne, zawodząc równocześnie w przypadku funkcji czteropunktowych. Niejednorodna grupa  $U(6, 6)$  zawiera 143 przesunięcia i 143 obroty. Czasoprzestrzeń fizyczna zna tylko cztery przesunięcia; resztę stanowią więc przesunięcia w przestrzeni wewnętrznej. A zatem nieuniknionym następstwem uczciwie pojmowanego połączenia niezmienniczości czasoprzestrzennej z symetriami wewnętrznymi powinno być równe traktowanie wszystkich bez wyjątku przesunięć. Cóż, kiedy nawet my nie byliśmy przygotowani na to, by sprostać takiemu zadaniu. Zastosowaliśmy przybliżenie do sytuacji fizycznej, polegające na załamaniu ścisłej niezmienniczości wyborem pewnego podzbioru przesunięć. Jesteśmy w stanie prześledzić to postępowanie aproksymacyjne oraz podać zachowane przy tym symetrie, które są źródłem zarówno naszych sukcesów, jak i porażek.

Czy przybliżone symetrie wewnętrzne są czymś, czego powinniśmy się

wstydzicie? W obecnym stadium poznawania tego przedmiotu istnieje na to pytanie tylko jedna odpowiedź — przecząca. Jak już zwróciłem na to uwagę, ściśle są tylko prawa zachowania ładunku elektrycznego oraz spinu Poincarégo, a wszystkie inne symetrie (wewnętrzne) są przybliżone. Przypomnijmy, że tuż na początku mojego wykładu powiedziałem, że proton i neutron są to dwie odmiany tego samego obiektu fizycznego — nukleonu, o ile tylko zaniedbamy istniejące między nimi różnice elektromagnetyczne. Przypomnijmy dalej, że ta przybliżona (z dokładnością do jednej setnej) tożsamość protonu i neutronu była źródłem, z którego wywodzi się pojęcie spinu izotopowego. Cała klasyfikacja cząstek oparta na grupie izotopowej — a tym samym i na grupie unitarnej — była przybliżona. Wprowadzając niejednorodną grupę  $U(6, 6)$ , posuwamy idealizację jeszcze dalej: symetria ta jest ścisła, jeżeli uwzględnimy wszystkie 143 przesunięcia. Sytuacja fizyczna, w której są tylko 4 przesunięcia, jest przybliżeniem do tej symetrii. Wniosek stąd płynący polega na tym, że należy udoskonalić matematyczne metody aproksymacji w zastosowaniu do funkcji czteropunktowej.

Opisałem, jak dotąd, tylko jeden aspekt stosowania grup niezwartych w najnowszej teorii fizycznej. Istnieje ponadto zupełnie odmienny aspekt tej sprawy, który obecnie jest również przedmiotem badań. Przypomnijmy sobie, że główny problem grup niezwartych jest związany z unitarnością ich reprezentacji. Wszystkie skończeniowymiarowe reprezentacje takich grup są nieunitarne; unitarne są tylko reprezentacje nieskończeniowymiarowe. Jeżeli zaś każdej składowej unitarnego multipletu odpowiada osobna cząstka albo osobny poziom energetyczny, to oczywiście posługiwanie się reprezentacjami nieskończeniowymiarowymi nie należy do przyjemności. Wynika to z faktu, że w fizyce nie zawsze mamy do czynienia z nieskończonymi ciągami cząstek lub poziomów energetycznych, które musiałyby odpowiadać nieskończonej krotności reprezentacji. Wobec tego, idąc za przykładem Diraca i Wignera, dążono zwykle do rozwiązania tego dylematu dla multipletów spinowych na drodze postulowania niezmienniczości względem pewnej niejednorodnej struktury grupowej. Wprowadzenie przesunięć pozwalało używać reprezentacji skończeniowymiarowych, a unitarność normy przywracano dzięki przesunięciom według metod reprezentacji indukowanych.

Istnieją jednak w fizyce sytuacje, w których rzeczywiście występuje nieskończony ciąg poziomów energetycznych, dla których może być uzasadnione użycie nieskończeniowymiarowych reprezentacji unitarnych bez wprowadzania grupy niejednorodnej. Jednym z najsłynniejszych przykładów tego rodzaju jest przypadek atomu wodoru — pierwszego układu, jaki był zbadany przez teorię kwantową. Przypadek ten jest na tyle pouczający, że opiszę go tu nieco dokładniej. Hamiltonian dla atomu wodoru o potencjale  $1/r$  ma postać:

$$H = \frac{p^2}{2m} - \frac{e^2}{r}.$$



Jak zwykle, postulujemy, że  $\mathbf{r}$  i  $\mathbf{p}$  są operatorami sprzężonymi kanonicznie i podlegającymi zwykłym regułom mechaniki kwantowej, tzn.

$$\begin{aligned}\mathbf{r} &= x_i, & \mathbf{p} &= p_i, \\ [x_i, p_j] &= i\hbar\delta_{ij}.\end{aligned}$$

Operator momentu pędu jest określony, jak zwykle, wzorem

$$\mathbf{J} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}.$$

Zdefiniujemy teraz tak zwany wektor Lenza:

$$\mathbf{A} = \left( \frac{1}{2e^2m} \right) \{ (\mathbf{L} \times \mathbf{p} - \mathbf{p} \times \mathbf{L}) + \frac{\mathbf{r}}{r} \}.$$

Wiedzano już od roku 1936, z prac Hulthena, Bargmanna, Focka i innych, że operatory  $\mathbf{J}$  i operatory  $\mathbf{M} = \frac{1}{2\sqrt{H}}\mathbf{A}$  tworzą *algebrę* grupy zwartej  $SO(4)$ .

Zwróćmy uwagę na bardzo osobliwy sposób występowania hamiltonianu w powyższym wzorze.

Reprezentacje grupy  $SO(4)$  oznaczane są przez dwie liczby  $(k, l)$ , gdzie

$$\begin{aligned}\mathbf{K} &= \frac{1}{2}(\mathbf{J} + \mathbf{M}) \\ \mathbf{L} &= \frac{1}{2}(\mathbf{J} - \mathbf{M})\end{aligned}$$

Z równań ruchu wynika ograniczenie  $\mathbf{K}^2 - \mathbf{L}^2 = 0$ . A więc poziomy energetyczne wodoru należą do nieskończonego ciągu reprezentacji grupy  $SO(4)$  o  $k = l$ :

$$(0, 0); \quad (1/2, 1/2); \quad (1, 1); \quad (3/2, 3/2); \dots$$

Jak już wspomniałem, problem atomu wodoru jest bardzo specyficzny, posiada bardzo specyficzny hamiltonian i bardzo specyficzną strukturę grupową wyłaniającą się z jego zbadania.

Co mają z tym wspólnego grupy niezwarłe? Dopiero niedawno Barut, Budini i Fronsdał oraz Gell-Mann, Ne'eman i Dothan zauważyli, że można wprowadzić cztery dodatkowe generatory niezwarłe  $N_a$ , które po przekomutowaniu z  $\mathbf{J}$  i  $\mathbf{M}$  dają *algebrę* grupy  $SO(1, 4)$ . A jedna z reprezentacji tej grupy niezwarłej składa się w całości z nieskończonego ciągu:

$$(0, 0); \quad (1/2, 1/2); \quad (1, 1); \quad (3/2, 3/2); \dots$$

o którym była mowa wyżej. A zatem dla tego bardzo specyficznego problemu właściwą grupą dynamiczną jest grupa niezwarła  $SO(1, 4)$ . Nie wykluczone, że istnieją inne sytuacje, kiedy to grupy niezwarłe mogą w podobny sposób rozwiązać do końca zagadnienie dynamiki układu.

W chwili obecnej dalszy postęp w wykorzystaniu grup niezwarłych i w zastosowaniu naszkicowanych tu idei jest niemożliwy, zanim nie poznamy przynajmniej ciągów reprezentacji unitarnych tych grup. Jest to rzecz podstawowa.

Warto przy tym pamiętać o czymś bardzo istotnym. Jak to widać z całego mojego przemówienia, fizyk uwielbia liczby nieciągłe; oznacza to, że interesują go zwykle tak zwane ciągi zdegenerowane. Ponadto fizyk zawsze poświęca główną uwagę *algebrze*, diagonalizacji generatorów i nie zajmuje się na ogół samą grupą ani przestrzenią funkcyjną, w jakiej ona działa. Po opracowaniu teorii reprezentacji nadejście rozzdzierająca serce chwila, kiedy trzeba będzie zabrać się do redukowania iloczynów reprezentacji. Nawet w najbardziej fantastycznych marzeniach nie chce nam się wierzyć, aby matematycy palcem ruszyli, żeby pomóc nam uporać się z tym zadaniem. Ale kto wie — może będziemy przyjemnie rozczarowani!

*Tłumaczył Walerian Majewski*

**KATEDRA FIZYKI DOŚWIADZALNEJ**

Uniwersytetu im. J. Ciołkowskiego - Lublin

**BIBLIOTEKA**

Lublin, ul. Nowotki Nr 8.

*Abdus Salam*Międzynarodowy Ośrodek Fizyki Teoretycznej  
Triest

## Rola fizyki symetrii niektóre wnioski z konferencji w Oxfordzie — wrzesień 1965 \*

### 1. Wstęp

Przed czterema laty, we wrześniu 1961, niektórzy z nas mieli przyjemność wysłuchać końcowego przemówienia R. P. Feynmana na konferencji poświęconej cząstkom elementarnym w Aix-en-Provence. Dla tych, co go słuchali, było to pamiętne przeżycie — mowa pełna błyskotliwej elokwencji. Na wstępie Feynman wyjaśnił, że nie uważa swego przemówienia za podsumowanie konferencji, ani za ocenę jej ducha, czy ogólnych wniosków. Postawił on sobie za zadanie zastanowić się, co było najbardziej charakterystyczne dla tej konferencji, w jakim położeniu obecnie znajdujemy się i czego należy oczekiwać w przyszłości. Wygłaszając dziś to przemówienie chciałbym, z całą skromnością, obrać przemówienie Feynmana za wzór i postawić jeszcze raz te same pytania. Nie będę próbował podsumować tej konferencji, gdyż zostało to już świetnie zrobione przez mówców na sesjach plenarnych.

Na konferencji w 1961 roku Feynman doszedł do wniosku, że najbardziej charakterystyczną jej cechą było uznanie realności kilku rezonansów  $\eta$ ,  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $K^*$ , oraz zapoczątkowanie „filozofii rezonansów“. Temat roku 1965 jest niewątpliwie znów ten sam. W ostatnim roku dokonano niezwykłego postępu w kierunku fenomenologicznej korelacji rezonansów. Był to owocny rok dla teorii symetrii, w której jednak główny nacisk został przesunięty z tajemniczych „wewnętrznych“ symetrii w kierunku głębiej sięgających, dynamicznych. Nauczyliśmy się, być może na drodze heurystycznej, jak otrzymywać wyniki z założeń o symetrii i wierzymy, że rozumiemy dziś lepiej zarówno wartość, jak i ograniczenia metody symetrii. Ciągłe jednak jesteśmy dalecy od pełnego obrazu mechanizmu dynamicznego odpowiedzialnego za symetrie, a w szczególności za ich utrzymywanie się. Niekiedy odczuwa się, że jesteśmy, być może, blisko zamknięcia jednego rozdziału w fizyce silnych oddziaływań i rozpoczy-

\* Wykład wygłoszony na Międzynarodowej Konferencji Cząstek Elementarnych w Oxfordzie, 19—25 wrzesień 1965. Tłumaczenia dokonano za zgodą Autora.

nania nowego. Wszystko to stało się niezwykle szybko, chciałbym więc wypełnić przeznaczony dla mnie czas omówieniem obecnej sytuacji w teorii symetrii, tak jak ją rozumiem.

Przed rokiem, w czasie konferencji w Dubnie, fizyka silnych oddziaływań osiągnęła stadium decydujące w sprawie przybliżonej symetrii  $SU(3)$ , będącej bezpośrednim uogólnieniem symetrii  $SU(2)$  spinu izotopowego. Podobnie jak w przypadku  $SU(2)$ , przypuszczano, że  $SU(3)$  reprezentuje coś „wewnętrznego” — symetrię w tradycyjnym sensie niezbyt dobrze zrozumianych symetrii  $SU(1)$  odpowiedzialnych za zachowanie ładunku i liczby barionowej. Symetria wewnętrzna, w naszym obecnym pojęciu, nie ma nic wspólnego ze strukturą czasoprzestrzeni w tym rozumieniu, w jakim ją znamy. Muszą jej służyć wszystkie macierze rozproszeń.

Mniej więcej w tym samym czasie, w którym odbyła się konferencja w Dubnie, za oceanem, w Brookhaven i w Argonne, Gürsey, Radicati i niezależnie od nich Sakita, wzorując się na ideach Wignera sprzed 30 lat, odkryli nową symetrię — *dynamiczną* — w przeciwieństwie do wewnętrznej. Była to słynna symetria spoczynkowa  $SU(6)$  z jej magicznymi multipletami 35 i 56.

To odkrycie zapoczątkowało z jednej strony cały łańcuch spekulacji nad jej uogólnieniami. Najpierw zwarta symetria  $U(6) \times U(6)$  stanów spoczynkowych, w celu zgromadzenia jeszcze większej liczby rezonansów w jednym multiplicie, następnie niezwarłe symetrie, takie jak:  $U(6) \times U(6) \times O(3, 1)$ ,  $U(6, 6)$ , a być może nawet,  $U(6, 6) \times O(3, 1)$ , w celu zgromadzenia w jednej „wieży” nieskończonej liczby multipletów.

Drugi i jeszcze bardziej gorączkowy kierunek badań zapoczątkowany przez nierelatywistyczną symetrię  $SU(6)$  szedł w kierunku jej relatywistycznego dopełnienia — a to w celu znalezienia symetrii macierzy  $S$ . Doprowadziło to prostą drogą do (przelamanych) symetrii  $SL(6, C)$  i  $\tilde{U}(12)$ , oraz szeregu nowych, niezwykle, korelacji — głównie dla czynników postaci. Jednak, mimo tych niewątpliwych osiągnięć, uświadomiono sobie, że symetrie nie mogą całkowicie zastąpić dynamiki i, co szczególnie ważne, nie powinno się tego od nich oczekiwać. Dlatego właśnie ograniczenia metody symetrii, a nie jej znane i piękne osiągnięcia, będą głównym tematem moich dalszych uwag.

## 2. Grupy dynamiczne

Grupy dynamiczne, relatywistyczne czy nierelatywistyczne, nie są czymś nowym w fizyce. Istotną bowiem cechą „modelu” w fizyce atomowej i jądrowej jest, że jest on (z reguły) rozwiązalny, jeśli dopuszcza prostą (dynamiczną) grupę.

Najbardziej pouczający jest przykład pierwszego w ogóle rozpatrywanego w fizyce kwantowej układu, źródła całej naszej mądrości w teorii grup dynamicznych — atomu wodoru. Jego grupowe sformułowanie jest tak piękne i tak proste, że chciałbym je przedstawić nieco dokładniej.

Weźmy pod uwagę równanie Schrödingera dla statycznego potencjału kulombowskiego, przy energii:

$$E = \frac{1}{2} \vec{p}^2 - r^{-1}$$

Pauli, Bargmann, Fock, Hülthen i inni dokonali następującego odkrycia w latach trzydziestych; wprowadźmy operator momentu pędu

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$$

oraz nieco bardziej skomplikowany operator — tzw. wektor Lenza:

$$\vec{M} = \frac{1}{\sqrt{-8E}} (\vec{L} \times \vec{p} - \vec{p} \times \vec{L}) + \frac{\vec{r}}{r}.$$

Zbiór sześciu operatorów  $\vec{L}$  i  $\vec{M}$  posiada następujące interesujące własności:

(1) Ich liniowe kombinacje

$$\vec{I} = \frac{1}{2} (\vec{L} + \vec{M})$$

$$\vec{K} = \frac{1}{2} (\vec{L} - \vec{M})$$

komutują ze sobą. Zarówno  $\vec{I}$ , jak  $\vec{K}$  spełniają te same relacje komutacyjne co zwykły wektor momentu pędu  $\vec{L}$

$$[L_i, L_j] = i \varepsilon_{ijk} L_k$$

Tak więc  $\vec{I}$  i  $\vec{K}$ , podobnie jak  $\vec{L}$ , mogą być uważane za generatory obrotów w dwu różnych trójwymiarowych przestrzeniach. Można więc niezależnie skwantować  $\vec{I}$  i  $\vec{K}$  otrzymując ich wartości własne określone przez liczby kwantowe  $i$  i  $k$  przyjmujące wartości:  $(0, \frac{1}{2}, 1, \dots)$ . W nieco bardziej abstrakcyjnym języku,  $\vec{I}$  i  $\vec{K}$  są generatorami algebry  $O(3) \times O(3)$ . Jest to też algebra grupy obrotów czterowymiarowych  $O(4) = O(3) \times O(3)$ .

(2) Najciekawsza własność polega na tym, że hamiltonian możemy teraz napisać w postaci:

$$-4E = [\vec{I}^2 + \vec{K}^2 + \frac{1}{2}]^{-1},$$

na skutek czego otrzymujemy energię poziomu  $(i, k)$  w postaci:

$$-4E(i, k) = [i(i+1) + k(k+1) + \frac{1}{2}]^{-1}.$$

Każdy poziom — każdy multiplet — posiada stopień degeneracji równy  $(2i+1)(2k+1)$ .

(3) Istnieje dalsze ograniczenie na możliwe wartości liczb kwantowych  $i$  oraz  $k$ . Zauważmy że  $\vec{L} \cdot \vec{M} = 0$ . Wobec tego  $\vec{I}^2 = \vec{K}^2$ , a zatem:  $i = k$ .

Kładąc  $n = 2i + 1 = 2k + 1$  otrzymujemy ostatecznie na energię (masę) poziomu (multipletu):

$$E = -\frac{1}{2n^2}$$

(4) Energii poziomu  $(i, k)$  odpowiadają wartości  $\vec{L} = \vec{I} + \vec{K}$  zmieniające się w granicach  $|i-k| \leq l \leq (i+k)$ . Przy  $i = k$  każdy poziom (multiplet) o liczbie kwantowej  $n$  zawiera wartości spinu zmieniające się w granicach  $0 \leq l \leq (n-1)$ . Mamy tu więc *par excellence* symetrię zawierającą spin. Symetrią hamiltonianu jest  $O_I(3) \times O_K(3) = O(4)$ . Symetria ta jest dużo większą od symetrii  $O_L(3)$  momentu pędu zawartej w  $O(4)$ . Wszystkie poziomy są numerowane parą liczb kwantowych  $(i, k)$  przy warunku  $i = k = \frac{n-1}{2}$ . Każdy poziom — każdy multiplet (w nowoczesnym języku) — posiada degenerację  $(2i+1)(2k+1) = n^2$  i obejmuje stany o spinach  $0, 1, 2, \dots, (n-1)$ , o „średniej masie“  $-\frac{1}{2n^2}$ .

### 3. Morały wynikające z problemu wodoru

Z problemu atomu wodoru wynika szereg pouczających wniosków:

(1) Dynamiczna, zawierająca spin symetria  $O(4) = O(3) \times O(3)$  pojawia się w sposób specyficzny w przypadku potencjału  $\frac{1}{r}$ . Fakt, że grupą symetrii jest  $O(4)$  (a nie jedynie grupa momentu pędu  $O(3)$ ) jest wyłączną konsekwencją prawa  $\frac{1}{r}$ . Każde odchylenie od tej idealizacji (np. człon oddziaływania spin-orbita) zburzy tą zawierającą spin symetrię  $O(4)$ . W tym to sensie pojawienie się symetrii  $O(4)$  oznacza „przypadkową dynamiczną degenerację“, podyktowaną dominowaniem potencjału kulombowskiego.

(2) Jeśli będziemy rozpatrywać rozproszenie atomu wodoru znajdującego się na poziomie  $n_1$  na innym wzbudzonym atomie na poziomie  $n_2$ , wcale nie jest pewne, że potencjał tego problemu rozproszeniowego będzie miał także postać  $\frac{1}{r}$ . Przypuszczenie, że ogólny element macierzy  $S$  może posiadać symetrię  $O(4)$ , byłoby więc całkowicie nowym założeniem, nie mającym nic wspólnego z założeniem o symetrii decydującej o widmie poziomów.

(3) Barut, Budini, Fronsdal, Gell-Mann, Dothan, Ne'eman, Bacry i inni zauważyli, że do 6 generatorów  $O(4)$  można formalnie dołączyć dalsze cztery, otrzymując 10 generatorów obrotów w niezwanej (otwartej) przestrzeni de Sittera, podobnej do przestrzeni grupy Lorentza, ale z jednym czasowym i czterema przestrzennymi kierunkami ( $X_0^2 - X_1^2 - X_2^2 - X_3^2 - X_4^2 = \text{constant}$ ). Te 10 generatorów tworzy algebrę grupy  $O(4, 1)$ . Tak się szczęśliwie składa, że jeden z unitarnych multipletów grupy  $O(4, 1)$  zawiera cały ciąg poziomów  $(i, k)$  atomu wodoru — całą ich „wieżę“:

$$(i, k) = (0, 0), (\frac{1}{2}, \frac{1}{2}), (1, 1), \dots$$

Kompletne widmo wodoru, ze wszystkimi jego poziomami wzbudzonymi, w tym opisie odpowiada jedynej unitarnej reprezentacji grupowej struktury  $O(4, 1)$ . Strukturę tę można nazywać symetrią problemu jedynie przez grzech-

ność, ponieważ w najlepszym przypadku  $O(4, 1)$  jest symetrią swobodnego hamiltonianu  $\vec{p}^2/2$ , przy całkowitym odrzuceniu potencjału kulombowskiego. Jest to „symetria przelamana“ — i to silnie przelamana — jednak stanowi ona „użyteczną ograniczoną symetrię“, gdyż dostarcza, za jednym zamachem, całego ciągu poziomów.

(4) Kowariantna wersja równania Schrödingera — równanie Bethe-Salpetera — również dopuszcza grupę symetrii  $O(4)$ . Zostało to po raz pierwszy pokazane przez Wicka i Cutkosky'ego.

Ten piękny przykład wyprowadzenia dynamicznej symetrii problemu wodoru ilustruje większość metod, jakimi się posługiwano w związku z dynamicznymi symetriami elementarnych cząstek. Metody te można w zasadzie podzielić na dwie klasy:

(a) Modele cząstek złożonych. Przypuśćmy, że istnieją twory grające analogiczną rolę, jak proton i elektron w atomie wodoru, a mianowicie triplet kwarków ( $q$ ) o niecałkowitych ładunkach, względnie triplety typu Van Hove'go, Nambu lub Schwingera o całkowitych ładunkach. Takie triplety automatycznie prowadzą do wewnętrznej symetrii  $SU(3)$ . Przyjmijmy (nie-relatywistyczne) równanie Schrödingera z *siłą niezależną od spinu oraz od unitarnego spinu*. Tu wchodzi podstawowe założenie fizyczne. Można teraz użyć metod teorii grup do rozwiązania równań stanów związanego układu trzech kwarków ( $qqq$ ) lub układu kwark-antykwar (k $\bar{q}$ ), albo nie użyć ich, ale nie-relatywistyczną granicą silnego sprzężenia jest rzeczywiście granica symetrii  $SU(6)$ . Nie mam zamiaru wchodzić tu w jakiegokolwiek szczegóły rachunkowe, zostały one świetnie omówione przez profesora Dalitza w jego przemówieniu. Można jednak rozróżnić dwa warianty tego modelu:

Model I: Model atomowy cząstek elementarnych<sup>1</sup>, w którym zakładamy, że siła oddziaływania kwarków jest zupełnie innego rzędu, niż zwykle siły silnych oddziaływań i określa macierz  $S$  w zderzeniach dość niskich energii (10—15 BeV) pomiędzy znanymi cząstkami złożonymi. Jeśli kwarki istnieją i posiadają bardzo dużą masę, oraz jeśli wierzymy, że pochodzenie każdej masy (włącznie z masą kwarków) posiada w ostatecznym rachunku źródło dynamiczne, to ta wielka masa kwarków byłaby odzwierciedleniem takich super-silnych oddziaływań.

Model II: Model kropli cieczy. Tu zakłada się, że siły oddziaływania kwarków należą do tego samego typu i mają tę samą charakterystykę symetrii, co siły odpowiedzialne za rozproszenie barion-mezon itp. Można pójść nawet dalej i wyobrażać sobie, że wszystkie procesy zderzeń (w szczególności zachodzących przy wysokich energiach) zachodzą całkowicie za pośrednictwem ośrodka „kwarkowej materii“, z której zbudowane są cząstki.

Pierwszy model był szeroko badany przez Nambu, drugi przez Dalitza,

<sup>1</sup> Dziwne, jak długo można upierać się przy używaniu słowa „cząstka elementarna“, w przypadku znanych barionów i mezonów. Jedynie, gdyby kwarki nigdy nie zostały odkryte, byłoby usprawiedliwione — być może w sensie „bootstrapu“ — dalsze używanie tego słowa.

Morpurgo, Tawchelidze i innych. Oczywiście kwestia istnienia czy nieistnienia kwarków, oraz charakter wszelkich oddziaływań między kwarkami stanowi kluczowe zagadnienie, od odpowiedzi na nie zależeć musi pogląd na całą fizykę silnych oddziaływań. Względne sukcesy dość grubych modeli, o których była przed chwilą mowa, wskazują też dość jasno, jak bardzo pod niektórymi względami nasza „fizyka cząstek elementarnych“ może być zbliżona do fizyki jąder i atomów lat ubiegłych.

(b) Fenomenologiczne podejście grupowo-teoretyczne. Można też odłożyć problem istnienia kwarków traktując je jako matematyczny środek pomocniczy. Wierząc, tak jak większość z nas wierzy, że w przypadku układów tak silnie związanych znajdujemy się w zakresie relatywistycznym, można też czuć skrępowanie przed zakładaniem słuszności równania Schrödingera. Można więc zgodzić się, że zamiast tego będziemy posługiwać się abstrakcyjnymi grupami i ich generatorami, jako kwintesencją dynamicznej sytuacji (z dynamiką niezależną od spinu oraz unitarnego spinu).

Ważne jest zdać sobie sprawę z tego, że w przypadku relatywistycznej fizyki kwantowej, z całą jej złożonością, może to być jedyna możliwość „tworzenia modeli“, jedyny możliwy sposób opisu. Sztuka wtedy polega na posługiwaniu się takim (relatywistycznym) formalizmem, który najłatwiej prowadzi do sedna dynamiki.

Takie heurystyczne podejście było rozwijane na dwu różnych, lecz w zasadzie komplementarnych, drogach:

(i) Wyjdźmy od znanych multipletów jako od tworców fenomenologicznych. Jako tajni wyznawcy teorii pola (jakimi w większości jesteśmy), budujemy fenomenologiczne polowo-teoretyczne ramy w celu opisu tych multipletów. Potrzebujemy oczywiście relatywistycznego sformułowania symetrii oraz zbudowania relatywistycznego lagranżianu, w przybliżeniu niezmienniczego wobec tej symetrii. Mając na uwadze trudności posługiwania się lagranżianami silnych oddziaływań, próbujemy wyabstrahować z formalizmu możliwie jak najwięcej ogólnych własności macierzy  $S$ .

(ii) Alternatywne podejście zaprezentował Gell-Mann (a za nim Fubini, Amati i inni). Polega ono na wyrażeniu generatorów założonej grupy symetrii stanów spoczynkowych poprzez (hipotetyczne) pola kwarków. Próbuje się następnie przerzucić jak najkrótszy most pomiędzy teorią relacji dyspersyjnych (w miejsce teorii lagranżianowej) oraz symetriami dynamicznymi. Metodę tę Gell-Mann szczegółowo i elokwentnie opisał w swoim wykładzie, podkreślając, że można mieć nadzieję, iż ta metoda może stworzyć syntezę oddziaływań słabych, elektromagnetycznych i silnych.

Którekolwiek podejście wybierzemy, dochodzimy do identycznych końcowych spekulacji (które pozostają spekulacjami zanim zostaną doświadczalnie potwierdzone) na temat tego, czego możemy się spodziewać. Z tego punktu widzenia mogę podzielić moje uwagi na dwie części: po pierwsze, uwagi odnoszące się do symetrii stanów spoczynkowych i spodziewanych multipletowych widm, po drugie — do możliwych symetrii macierzy  $S$ .



#### 4. Spodziewane symetrie stanów spoczynkowych

(1) Rozpocznijmy od  $SU(6)$ . Jak wiadomo, niektóre możliwe multiplety barionowe i mezonowe mają wymiary: 56, 70, 700, ... oraz 1, 35, 189, 405, ... , odpowiednio, spełniając wzór masowy<sup>2</sup> typu:

$$m = M_0 + a\vec{J}^2 + b(\vec{I}^2 - Y^2/4) + cY$$

(2) Następnym krokiem było uogólnienie  $SU(6)$  na symetrię  $U(6) \times U(6)$  stanów spoczynkowych, w której (przy tworzeniu formalnych układów złożonych) *spiny kwarków i antykwarków są niezależnie umieszczone w poszczególnych grupach  $U(6)$  iloczynu prostego  $U(6) \times U(6)$* . Multiplety są nieco większe od multipletów  $SU(6)$ , na przykład:

	$U(6) \times U(6)$	rozkład wg $SU(6)$
Mezony	$(6, \bar{6})$	$= 1^- + 35^-$
	$(21, \bar{21})$	$= 1^+ + 35^+ + 405^+$
Bariony	$(56, 1)$	$= 56^+$
	$(126, \bar{6})$	$= 56^- + 700^-$

Założenie, że multiplety są układami złożonymi z kwarków i antykwarków (z zerowym względnym momentem pędu) ustala jednoznacznie ich przystość (w przeciwieństwie do  $SU(6)$ ). Choć ta nowa symetria może objąć cząstkę  $X^0(960)$ , jednak jej znaczenie ujawnia się nie tyle w przewidywaniu multipletów, ile w związku z analizą macierzy  $S$  (relatywistycznej) opartą na symetrii  $\tilde{U}(12)$ , na gruncie której po raz pierwszy została ona wprowadzona<sup>3</sup>.

(3) Inną możliwością stanowią „wzbudzenia  $L$ “, względnie kinetyczne supermultiplety  $U(6) \times U(6) \times O(3)$ . Gell-Mann, Sudarshan, Mahanthappa i inni zaproponowali dalsze uogólnienie  $U(6) \times U(6)$  uwzględniające orbitalne wzbudzenia z orbitalnym momentem pędu. Wtedy niektórymi możliwymi multipletami są

$$\begin{aligned} \text{Mezony: } & (6, \bar{6}, 0)^-, (6, \bar{6}, 1)^+, \dots \\ \text{Bariony: } & (56, 1, 0)^+, (56, 1, 1)^-, \dots \end{aligned}$$

gdzie 0, 1, 2, ... odnoszą się do wartości  $l$ .

Czy można zmieścić znane wyższe rezonanse mezonowe i barionowe w którymś z tych schematów wyższej symetrii stanów spoczynkowych? Gatto, Costa i inni dokonali próby przyporządkowania znanych nonetów o do-

<sup>2</sup> Jest to wzór fenomenologiczny zaproponowany dla barionów przez Gürseya i Radiatiego. Dla mezonów, jak wiadomo, używamy w tym miejscu kwadratów mas (choć niezbyt dobrze wiadomo dlaczego). Można tu dodać dodatkowe człony rozszczepiające singlety i oktety w ramach nonetów. W dalszym ciągu będę je konsekwentnie pomijał.

<sup>3</sup> Grupy ta była również rozważana przez Marshaka i Okubo. Jest ona odmienna od „spiralnej“ grupy Feynmana, Gell-Manna i Zweiga.

datniej parzystości:  $J^{PC} = 0^{++}, 1^{++}, 1^{+-}, 2^{++}$  reprezentacji  $(6, \bar{6}, 1)$ . Tablica I i rys. 2 pokazują wyniki Gatto i Rosenfelda oparte o wzór masowy<sup>4</sup>:

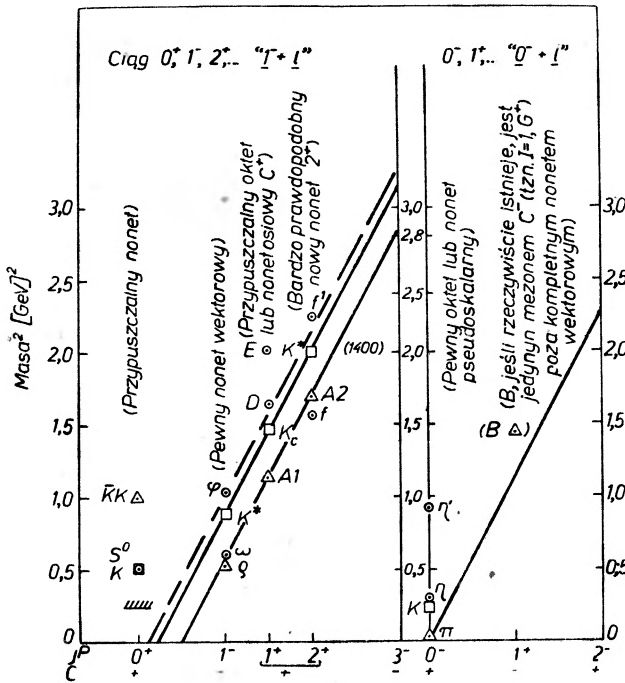
$$M = M_0 + a(\vec{J}^2 - \vec{L}^2 - \vec{S}^2) + b(\vec{I}^2 - Y^2/4) + cY.$$

Tablica I

Przewidywania dla wyższych rezonansów bozonowych. Supermultiplet kinetyczny  $U(6) \times U(6) \times O(3) = (6, \bar{6}, 1)$

$J^{PC}$	$T = 0$	$T = 1$	$T = 1/2$
$2^{++}$	$(1560 \pm 50) \leftarrow$ $f^0(1253 \pm 20)$	$A_2(1310 \pm 15)$	$K^*(1430 \pm 15)$
$1^{+-}$	$(1270 \pm 30) \leftarrow$ $(1215 \pm 15) \leftarrow$	$B(1215 \pm 15)$	Dwie możliwości: (i) $K' = K^*(1175)$ $K''(1100 \pm 40)$
$1^{++}$	$(1180 \pm 60) \leftarrow$ $(990 \pm 70) \leftarrow$	$A_1(1090 \pm 15)$	(ii) $K' = C(1215)$ $K''(1050 \pm 40)$
$0^{++}$	$\sigma^0(390)?$ $\varepsilon^0(730)?$	$(970 \pm 50 \leftarrow$	$K(725)$

Przewidywania tej tabeli zawierają dodatkowe założenie, że mezony z  $T = 0, 2^{++}$  mieszają się maksymalnie (tak jak  $\varphi$  i  $\omega$ ). Masy są wyrażane w MeV. Dane wzięte z doświadczenia są podkreślone, strzałki zaś wskazują masy przewidywane. Wskazano również możliwe dopełnienia nonetu  $0^{++}$  cząstkami  $\sigma^0$  i  $\varepsilon^0$ .



Rys. 1. Rezonanse mezonowe

<sup>4</sup> Główną konkurencyjną w stosunku do wyników Gatto ewentualnością jest, aby wskazane wyżej rezonanse stanowiły część reprezentacji  $(21, \bar{21})$  grupy  $U(6) \times U(6)$ .

(4) Symetrie niezwarne. O ile dwa multiplety  $(6, \bar{6}, 0)^-$  i  $(6, \bar{6}, 1)^+$  już się ujawniły i o ile wszystkie symetrie mają, jak wierzymy, pochodzenie dynamiczne, to nie ma istotnego powodu, dla którego fizyka cząstek elementarnych nie miałaby naśladować wzoru problemu wodoru. Niezwarne symetrie mogą rzeczywiście istnieć, niektóre z nich są następujące:

(a) „Wieża wzbudzenia  $L$ “. Ciąg reprezentacji:  $(6, \bar{6}, 0)^-$ ,  $(6, \bar{6}, 1)^+$ ,  $(6, \bar{6}, 2)^-$ , ... tworzy łącznie jedną nieredukowalną reprezentację niezwarnej algebry  $U(6) \times U(6) \times O(3, 1)$ . Gdyby tak istotnie było, stałe  $a$  i  $b$  we wzorze (1) mogłyby być stałymi uniwersalnymi. Wtedy można by się spodziewać, że następny zbiór rezonansów mezonowych wypełniły nonety  $3^-, 2^-, 1^-, 0^-$  o masach zawartych pomiędzy 1200 a 2100 MeV.

(b) Jako inną możliwość rozpatrzmy  $U(6, 6)$  (zawierającą  $U(6) \times U(6)$  jako maksymalną zwartą podgrupę). Niektóre z jej prostych reprezentacji, to: wieża mezonowa:  $(1, \bar{1})^+$ ,  $(6, \bar{6})^-$ ,  $(21, \bar{21})^+$ , ...; wieża barionowa:  $(56, \bar{1})^+$ ,  $(126, \bar{6})^-$ , ... W języku kwarków wszystkie one przedstawiają złożone struktury znajdujące się w stanie  $S$ , przy czym wyższe spiny zawarte w każdym multiplicie pochodzą od wzrastającej liczby kwarków i antykwarków zawartych w każdym z pięter wieży. Główną różnicę między obu tymi najprostszymi schematami stanowi pojawienie się wyższych multipletów  $SU(3)$ : 27, 35, ... itd. w przypadku symetrii  $U(6, 6)$ <sup>5</sup>.

(c) Wreszcie, jeśli cierpliwość eksperymentatorów z dziedziny silnych oddziaływań jeszcze się nie wyczerpała, można rozważać możliwość istnienia „wież“ pochodzących od „podwójnie niezwartych“ symetrii spoczynkowych typu  $U(6, 6) \times O(3, 1)$  z „podwójną wieżą“ i wzorem masowym:

$$M = \lambda N + a(\vec{J}^2 - \vec{L}^2 - \vec{S}^2) + b(\vec{I}^2 - Y^2/4) + cY$$

gdzie  $N$  jest sumą liczby kwarków i antykwarków w ramach podgrupy  $U(6) \times U(6)$  ( $N$  wynosi 3 dla  $56^+$ , 5 dla  $700^-$ , 2 dla  $35^-$ , 4 dla  $35^+$ , itd.). W ten sposób pojawia się subjadrowa spektroskopia. Bardzo piękna praca zaprezentowana przez Peyrou, oparta na celowej i eleganckiej analizie przesunięć fazowych, winna przestrzec teoretyków przed niechęcią do wypełniania tych wież. Poza pagórkami każdego szerokiego rezonansu mogą ukrywać się trzy lub cztery dalsze.

Reasumując,  $SU(6)$  była pierwszym ogniwem w łańcuchu możliwych symetrii dynamicznych. Drugim ważnym krokiem było rozszerzenie tej struktury na  $U(6) \times U(6)$ . Odkrycie, że nieskończeniowymiarowe unitarne reprezentacje niezwartych symetrii mogą grać ważną rolę jest trzecią podniecającą ideą ostatniego roku. Wszystkie te niezwarne grupy muszą zawierać  $U(6) \times U(6)$  jako podgrupę. Jeśli niezwarne grupy znajdą miejsce w fizyce cząstek elementarnych, to przedmiot ten będzie coraz głębiej wiązał się w syntezę z fizyką sprzed 40 lat.

<sup>5</sup> Wiele pionierskiej pracy na temat niezwartych symetrii spoczynkowych zawdzięczamy Barutowi i Fronsdalowi w Trieście. Wyżej opisane schematy zawierające  $U(6) \times U(6)$  były po raz pierwszy zaproponowane przez Dothana, Gell-Manna i Ne'emana.

## 5. Macierz $S$

Przyjmijmy od tego momentu to, co nazwałem modelem kropli cieczy, tzn. założmy, że ta sama siła, która produkuje multiplety, jest też odpowiedzialna za ich rozproszenia. Jakich symetrii można się spodziewać dla relatywistycznej macierzy  $S$ ? Czy któreś z nich są w przyrodzie realizowane?

Mając do czynienia z cząstkami relatywistycznymi, pierwszą ważną czynnością jest oczywiście dokonanie lorentzowskiego dopełnienia algebr spoczynkowych (zawierających spin). Jest to formalnie względnie łatwy krok. Dopełnienie to możemy przeprowadzić dla jakiegokolwiek określonej symetrii, np.:

	Zwarta		Niezwarta
Symetria spoczynkowa (nierelatywistyczna)	$SU(6)$	$U(6) \times U(6)$	$U(6) \times U(6) \times O(3, 1)$
Dopełnienie (relatywistyczne)	$SL(6, C)$	$\tilde{U}(12)$	$U(6) \times U(6) \times O(3, 2)$

W analogicznej sytuacji trzech składowych spinu:  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$  dopełnienie relatywistyczne wymaga dodania:  $\gamma_0\gamma_1, \gamma_0\gamma_2, \gamma_0\gamma_3$ , tzn. przechodzimy od grupy obrotów  $O(3)$  do grupy Lorentza  $O(3,1)$ .

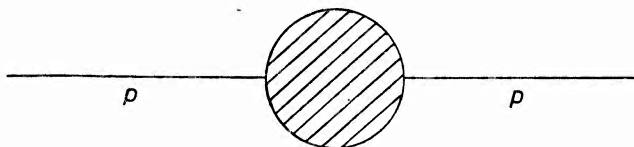
Ale co należy dalej robić z tymi relatywistycznymi strukturami? Czy może któraś z nich być uważana za fundamentalną symetrię relatywistycznego hamiltonianu silnych oddziaływań? Z przyjętego tu przeze mnie punktu widzenia, że wszystkie symetrie dynamiczne odpowiadają jedynie pewnej wyidealizowanej sytuacji, odpowiedź brzmi: nie. I to właśnie zostało istotnie udowodnione przez Michela, O’Raifeartaigha, Colemana i innych, na niezliczoną ilość sposobów. Można by np. konstruować teorie całkowicie niezmiennicze wobec  $SL(6, C)$  (dopełnienie relatywistyczne  $SU(6)$ ), ale jedynie w czasoprzestrzeni o 35 wymiarach. Każdemu z generatorów  $SU(3)$  muszą towarzyszyć ich własne czasoprzestrzenne translacje, tak aby spin i spin unitarny mogły być naprawdę równouprawnione. Ponieważ nikt nie wie, jak przejść od tych 35 wymiarów do czasoprzestrzeni, w której żyjemy, stało się jasne, że nie tędy, przynajmniej na razie, prowadzi droga do postępu. Przeżywanie symetrii zawierającej spin w teorii relatywistycznej winno być przypisane dynamicznej dominacji pewnych członów. Tak jak w przypadku atomu wodoru symetria musi zawdzięczać swoje istnienie określonemu dynamicznemu „przypadkowi“.

Ale te „przypadki“ mogą być z grubsza systematyzowane. Jak powiedziałem poprzednio, próbowano dwu różnych typów sformułowań. Oba dają identyczne wyniki pod względem spodziewanej maksymalnej symetrii, jakiej można oczekiwać dla pewnych elementów macierzy  $S$ . Profesor Gell-Mann dał już przegląd teorii „algebr prądowych“. W dalszym ciągu krótko opiszę podejście, które wychodzi z jakiegokolwiek symetrii stanów spoczynkowych (zwartej lub niezwartej) i używa równań pola w celu opisu cząstek relatywistycznych i ich oddziaływań.

Dla ilustracji rozważmy symetrię  $\tilde{U}(12) = (M(12) = SU_{\mathcal{L}}(12))$ , związaną ze strukturą generowaną przez 144 macierze  $\gamma_R \lambda^i$ , gdzie  $\gamma_R$  są szesnastoma macierzami Diraca, zaś  $\lambda^i$  — dziewięcioma macierzami  $3 \times 3$  grupy  $SU(3)$ . Najprostszą realizacją algebry jest 12-składnikowy kwark dirakowski, który — dzięki równaniom Diraca — istnieje w układzie spoczynkowym w sześciu stanach (2 stany spinowe każdego członu tripletu kwarkowego), generując więc w spoczynku algebrę  $U(6)$ . Podobnie dirakowskie antykwarki w spoczynku generują inną niezależną strukturę  $U(6)$ . Wszystkie wyższe multiplety  $\tilde{U}(12)$  (skonstruowane formalnie z dirakowskich kwarków i antykwarków, z których każdy spełnia równanie Diraca<sup>6</sup>), dają właśnie realizację multipletów  $U(6) \times U(6)$  w ruchu.

Mając teraz dane takie multiplety  $U(6) \times U(6)$  w ruchu, można się zapytać, jaka mogłaby być relatywistyczna dynamika silnych oddziaływań, której wynikiem są te multiplety? Z pozycji teorii lagranżianowej nie jest trudno na to pytanie odpowiedzieć. Używając kwarków (względnie samych fenomenologicznych pól multipletowych) można wypisać lagranżiany oddziaływania niezmiennicze wobec  $\tilde{U}(12)$  łącznie ze swobodnymi lagranżianami, które jednak (ze względu na obecność członów sprzężenia spin-orbita  $\gamma_\mu p_\mu$  w równaniach Diraca) łamią wewnętrznie tę symetrię. Powstaje teraz pytanie: czy mimo tego wewnętrznego łamania symetrii, może utrzymać się jakiś jej ślad? Prosta i elegancka odpowiedź na to pytanie została sformułowana przez Gell-Manna i Dashena, Rühla, oraz Harariego i Lipkina. Napiszmy wszystkie elementy macierzy  $S$  jako sumy członów dwóch typów:  $S = S_0 + S_1$ . Człony  $S_0$  zawierają albo amplitudy całkowicie niezmiennicze wobec  $\tilde{U}(12)$ , albo takie amplitudy, które zawierają (jak to zauważyli Oehme, Freund, Matthwes i Rühl) dirakowskie kombinacje  $\gamma_\mu p_\mu$  wszystkich zewnętrznych pędów. Człony  $S_1$  zawierają wszystkie pozostałe łamiące symetrię człony. Ze względów, które wyjaśnią się później, będę nazywał  $S_1$  „członami unitarności“.

Rozważmy najpierw człony  $S_0$ . Załóżmy, że z jakichś powodów te człony dominują. W przypadku elementów macierzy  $S$  zależnych od jednego czteropędu, typu:



Rys. 2

obejmujących m. in. macierze masy wszystkich multipletów, możemy przejść do układu spoczynkowego. Ogólny czterowektor  $p_\mu$  posiada charakter transformacyjny dirakowskiego czterowektora  $\gamma_\mu$ . Rozpoczynając od symetrii  $\tilde{U}(12)$  w układzie spoczynkowym (gdzie  $P = (P_0, 0, 0, 0)$ ) jest jasne, że po włączeniu członów  $\gamma_\mu p_\mu = \gamma_0 p_0$  grupa utrzymującej się symetrii nie może być większa

<sup>6</sup> Cały zbiór takich równań jest znany pod nazwą równań Bargmanna-Wignera.

od podgrupy  $\tilde{U}(12)$  generowanej przez operatory przemienne z  $\gamma_0$  — macierzą Diraca odpowiadającą energii  $P_0$ . Ta podgrupa zawiera dokładnie 72 generatory  $U(6) \times U(6)$ . W języku teorii grup jest to tzw. „mała grupa“. Ta „mała grupa“ grupy  $\tilde{U}(12)$ <sup>7</sup> daje multiplety stanów spoczynkowych symetrii  $\tilde{U}(12)$ .

Rozważajmy dalej procesy zawierające dwa niezależne pędy (które obejmują: a) funkcje wierzchołkowe, b) annihilację  $p\bar{p}$  w spoczynku na dwie cząstki, oraz c) wszystkie rozproszenia do przodu i do tyłu. Rozumowanie analogiczne do poprzedniego wskazuje, że szcążkowa symetria członów  $S_0$  jest dana przez taką podgrupę  $\tilde{U}(12)$ , której generatory są przemienne zarówno z  $\gamma_0$ , jak i z  $\gamma_3$  (w układzie, w którym oba niezależne pędy przyjmują postaci  $(P_0, 0, 0, 0)$  i  $(0, 0, 0, q)$ ). Jest to tzw. „kolinearna podgrupa“  $SU_W(6)$  (Lipkin i Mieszkow) zawierająca 36 generatorów<sup>8</sup>  $(1, \sigma_3, \gamma_0 \sigma_1, \gamma_0 \sigma_2) \cdot \lambda^i$ . W przypadku procesów o trzech niezależnych pędach symetria szcążkowa nie może być, jak się okazuje, większa od osiemnastoparametrowej grupy  $U(3) \times U(3)$ .

W powyższej analizie nie musieliśmy zaczynać od złamanej symetrii  $\tilde{U}(12)$ . Metoda ta da się zastosować równie dobrze do dowolnej *niezwartej* symetrii stanów spoczynkowych. Na przykład, wychodząc od dopełnionej lorentzowsko struktury  $U(6, 6) \times U(6, 6)$  otrzymujemy kolejno łańcuch:  $U(6, 6)$  dla stanów spoczynkowych,  $GL(6)$  dla procesów z dwoma pędami,  $U(3, 3)$  dla procesów z trzema pędami, itd.<sup>9</sup>

Ale na tym sprawa się nie kończy. Oprócz członów  $S_0$  istnieją człony  $S_1$ . W ogólności, takie człony łamią symetrię aż do  $SU(3)$ . W przypadku procesów z jednym pędem (macierze masy) człony te wytworzą rozszczepienie mas cząstek o różnych spinach w tym samym multiplicie, co jest empirycznie bardzo pożądane. W przypadku procesów kolinearnych  $S_1$  burzą symetrię  $SU_W(6)$ . Aby to zobaczyć, wystarczy spojrzeć na warunek unitarności, zapisany dla macierzy  $T$ :

$$\text{Im } T = T \rho T^+ \quad (2)$$

gdzie  $\rho$  określa przestrzeń fazową wszystkich stanów pośrednich. Oczywiście kolinearna grupa  $SU_W(6)$  mogłaby być w zgodzie z równaniem (2) wtedy i tylko wtedy, gdyby wszystkie stany pośrednie były również kolinearne. Ponieważ

<sup>7</sup> Ścisłej, jest to mała grupa „niejednorodnej“ grupy  $\tilde{U}(12)$ , zawierającej 144 „translacje“ i oznaczanej często  $IU(6, 6)$  (przyp. tłum.).

<sup>8</sup> Matthews i Charap nadali grupie  $SU_W(6)$  obrazową nazwę „mniejszej grupy“, grupie zaś  $SU(3) \times SU(3)$  — „najmniejszej grupy“.

<sup>9</sup> Wbrew niekiedy wypowiedianym twierdzeniom, używanie nieskończeniowymiarowych, unitarnych, reprezentacji grup niezwartych jak np.  $U(6, 6)$ , nie ma żadnego wpływu na rozwiązanie tak zwanego „problemu unitarności“ złamanych symetrii. Np. symetria kolinearna  $GL(6)$  da się pogodzić z unitarnością jedynie w przypadku ograniczenia się do kolinearnych stanów pośrednich w równaniu (2).

Ciekawe problemy matematyczne powstają w związku z próbami sprzęgania trzech nieskończeniowymiarowych „wież“. Gdyby symetrie nie były tak silnie przełamywane, jak przyjemnie byłoby móc wyrażać olbrzymie ilości różnych sprzężeń w postaci (znanych) funkcji jednego parametru. Byłoby to przyjemne zarówno dla teoretyków, jak i dla doświadczalników. Formalne problemy matematyczne związane z konstruowaniem takich sprzężeń zostały rozwiązane przez Fronsdała, Gell-Manna, Delbourgo, Strathdee i Salama.

jest to niemożliwe, przybliżenie  $S_0$  macierzy  $S$  musi być zawsze uzupełniane członami (unitarności)  $S_1$ . To właśnie zostało w literaturze nazwane „problemem unitarności“ przybliżonych teorii symetrii. *Unitarność stanowi wewnętrzny czynnik łamiący symetrię w przypadku relatywistycznych symetrii zawierających spin.*

Ważne i nierozwiązane zagadnienie brzmi: kiedy częściowo zachowujące symetrię człony  $S_0$  dominują, w jakich sytuacjach i dla jakich modeli dynamicznych człony  $S_1$  są względnie nieistotne? <sup>10</sup>.

Konkludując, uważam, że aby określić, kiedy dynamiczne symetrie mogą się utrzymywać w sytuacji macierzy  $S$ , nie wystarczy wymienienie łańcucha możliwych podgrup maksymalnych symetrii. Należy pójść dalej i zbadać, jak i kiedy jest możliwe, aby symetria przeżyła poprawki unitarności. Nadzieja, że można obejść rozważania dynamiczne, nie może się nigdy spełnić, choć metoda symetrii pozwoliła dość daleko zajść w tym kierunku.

## 6. Sytuacja doświadczalna

Jak przedstawia się sytuacja doświadczalna? Jak dalece utrzymuje się, na przykład, symetria kolinearna (tzn. część  $S_0$  symetrii  $\tilde{U}(12)$ ? Sytuacja eksperymentalna jest rzeczywiście najbardziej dręcząca. Jak już powiedziałem, próbowano stosować trzy typy testów:

(1) Testy wiążące się z funkcją wierzchołkową. Obejmują one:

- (a) procesy rozpadu barion-mezon,
- (b) procesy rozpadu mezon-mezon.

Tu dokonano mnóstwa przepowiedni <sup>11</sup>, wszystkie one dość dobrze (w granicach około 5—10%) zgadzają się z doświadczeniem.

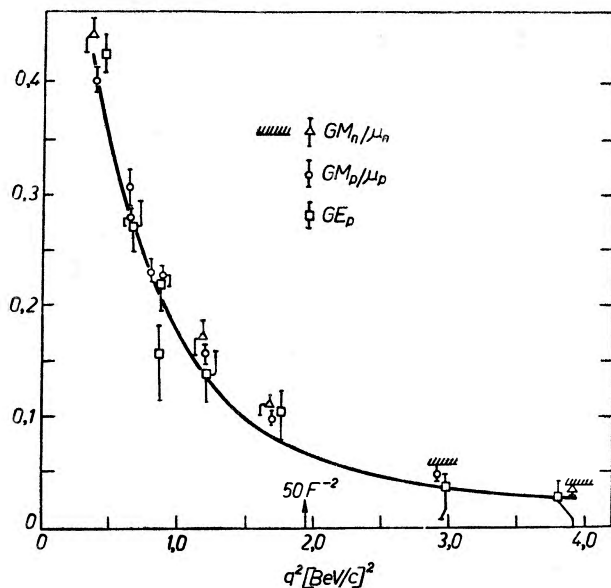
- (c) elektromagnetyczne czynniki postaci.

Te stanowią radość i dumę zwolenników symetrii  $\tilde{U}(12)$ . To one głównie nasunęły jednemu z nas myśl szukania symetrii większej od  $SL(6, C)$ . Pozwolę sobie powtórzyć odpowiednie rozumowanie w nieco uproszczonej formie.

<sup>10</sup> Nie jest całkowicie niemożliwe znalezienie takich modeli, w których człony niezmiennicze wobec  $\tilde{U}(12)$  mogłyby dominować. Przypominam sobie pewną niedawną pracę Yanga i Byersa, którzy analizują rozproszenia do przodu i do tyłu (proces kolinearny), zarówno elastyczne, jak i nieelastyczne, o pędach rzędu 5 BeV/c i wyżej. Zwracają oni uwagę — jak to również mocno podkreślał Lindenbaum na tej konferencji — że przy małych kątach występują olbrzymie piki, zaś przekroje czynne dla dużych kątów są małe niezależnie od wymienianych liczb kwantowych. Uważają oni, że znane obecnie dane wskazują na trudność przekazywania dużych pędów — co jest śladem niezmienniczych wobec  $SL(6, C)$  lub  $\tilde{U}(12)$  członów oddziaływania — w porównaniu ze względną łatwością koherentnego przekazywania takich liczb kwantowych, jak: ładunek, spin, dziwność, oraz liczba nukleonowa. Tworzą oni obraz procesów elastycznych i procesów wymiany w dużej analogii do obrazu przechodzenia cząstki przez ośrodek pochłaniający, z jego koherentnym wzbudzeniem, lub bez. W ten sposób tworzą „kropłowy“ model struktury cząstki elementarnej, choć nie usiłują go powiązać z żadnymi wyobrażeniami o „materii kwarkowej“.

<sup>11</sup> Można tu też zaliczyć przepowiednie odnośnie do rozpadu mezonów  $2^+$ , jak to pokazali Gatto, Costa i Delbourgo.

Już od 1962 roku, kiedy zostało to stwierdzone przez Barnesa w Imperial College na podstawie danych doświadczalnych, fizycy byli zakłopotani zdumiewającym faktem, że istnieje tylko jeden czynnik postaci (Sachsa) zarówno dla protonu (elektryczny i magnetyczny), jak i dla neutronu (magnetyczny), dla wszystkich znanych przekazów pędu. Na rys. 3 odtworzona jest piękna



Rys. 3. Elektromagnetyczne czynniki postaci

klisza wyświetlana przez Pipkina, podsumowująca wszystkie znane dane doświadczalne. Można dopuścić tylko jedno wytłumaczenie: działa tu jakaś bardzo potężna zasada symetrii.

Symetria  $SU(6)$  (a raczej jej wersja relatywistyczna  $SL(6, C)$ ) dała gotowe wyjaśnienie równości magnetycznych czynników neutronu i protonu. Nie dawała ona jednak żadnego powiązania między elektrycznym i magnetycznym czynnikiem postaci. Nie dawała również wyjaśnienia dla dodatkowej ważnej okoliczności, że elektryczny czynnik postaci neutronu jest równy zero. Wydawało się konieczne dokonać jakiegoś rozszerzenia grupy.

W języku algebr grupowych można jasno powiedzieć, co było potrzebne. Upraszczając rozumowanie, żądało się w zasadzie równości czynników postaci  $\gamma_\mu$  i  $\sigma_{\mu\nu}$ . Ze znanych relacji Goldbergera-Treimana wiadomo było już wcześniej, że czynnik postaci pionu  $\gamma_5$  jest ściśle powiązany z pseudowektrowym czynnikiem postaci  $\gamma_\mu \gamma_5$ . Z punktu widzenia empirycznego należało zatem szukać zasady symetrii, która mogłaby zapewnić (wyrażając się w skrócie), że:

$$\gamma_\mu \approx \sigma_{\mu\nu}, \quad \gamma_5 \approx \gamma_\mu \gamma_5.$$

Symetria  $SU(6)$  zapewniała, że cząstki wektorowe ( $1^-$ ) i pseudoskalarne ( $0^-$ )



należą do tego samego multipletu, a więc — znów upraszczając — z  $SU(6)$  wynika:

$$\gamma_\mu \approx \gamma_5 \cdot$$

Należało więc szukać uogólnienia symetrii dającego:

$$\gamma_5 \approx \gamma_\mu \approx \sigma_{\mu\nu} \approx \gamma_\mu \gamma_5,$$

tzn. uogólnienia, w którym wszystkie 16 macierzy Diraca jest równouprawnionych. Jest to symetria  $\tilde{U}(4)$ , która w połączeniu z  $SU(3)$  daje strukturę  $\tilde{U}(12)$ .

Na razie idzie dobrze. Ale dlaczego symetria utrzymuje się? Dlaczego poprawki na unitarność  $S_1$  empirycznie okazują się tak małe? Uważam, że powodu należy szukać w tym, że w przypadku pędów przestrzenno-podobnych — a takie są pędy dostępne przy rozproszeniach elektronów — czynniki postaci są rzeczywiście. Z doświadczenia uzyskanego w pracy z relacjami dyspersyjnymi wiadomo, że  $Im T$  jest bardziej bezpośrednio czuła na unitarność. Natomiast w przypadku czasopodobnych pędów, gdy  $Im T$  występuje na pierwszy plan, byłoby przyjemną niespodzianką, gdyby czynniki postaci wykazywały te same żywe ślady symetrii.

(2) Rozważmy następnie anihilację  $p\bar{p}$  w spoczynku na dwa bozony. Grupy z Columbia University i z CERN przedstawiły prawie kompletne dane doświadczalne dla różnych kanałów. Dla  $\pi^+\pi^-$ ,  $K^+K^-$ ,  $K^0\bar{K}^0$  doświadczalne wartości stosunku przekrojów czynnych są:

$$3 : 1 : 1/4$$

Człony  $S_0$  dają:

$$1 : 2 : 1 \quad (3)$$

Widać stąd, że łamiące symetrię człony  $S_1$  są tu niezwykle istotne. To jest niewątpliwie przykre. Ale z sytuacją taką zetknęliśmy się już dawniej i to w klasycznej już dziedzinie symetrii  $SU(3)$ . Przed rokiem miałem przyjemność dokonać przeglądu faktów potwierdzających symetrię  $SU(3)$  na konferencji w Dubnie. Z dostępnych w tym czasie danych można było wyciągnąć wniosek, że, o ile symetria  $SU(3)$  odniosła szereg sukcesów w przewidywaniu istnienia multipletów 8 i 10, oraz w korelacji przewidywań związanych z funkcją wierzchołkową (a więc w tym samym zakresie, w którym  $\tilde{U}(12)$  również zdaje się odnosić sukcesy), to nigdy nie uzyskalibyśmy wiele zaufania do tej symetrii, gdyby jedyne jej potwierdzenia pochodziły od procesów rozpraszania. Rys. 4, wzięty z kliszy wyświetlanej w Dubnie przez Mieszkowa, Yodha i Snowa, przedstawia jedno z porównań teorii z doświadczeniem. Przewidywane związki:

$$\frac{1}{3} \sigma_a = \sigma_b = \sigma_c = \sigma_d \quad (4)$$

są wyraźnie sprzeczne z doświadczeniem.

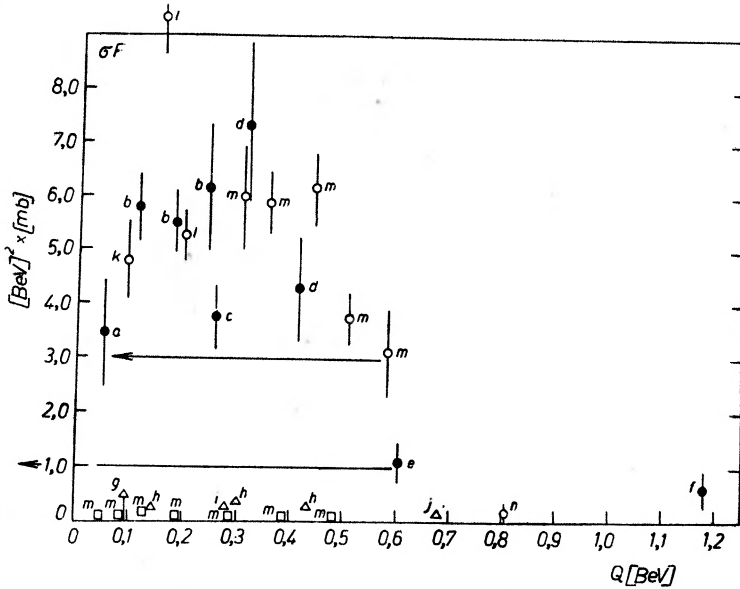
Nieco później Harari w Trieście dokonał bardziej wyczerpującej analizy przewidywań  $SU(3)$ . Wnioski jego brzmią następująco:

(i) Przewidywania  $SU(3)$  (z uwzględnieniem poprawek na przestrzeń fazową) są w wielu wypadkach niezgodne z doświadczeniem.

(ii) W reakcjach z nie-dziwnymi cząstkami w stanie początkowym, prze-

krój czynny na produkcję cząstek dziwnych jest, jak wynika z doświadczenia, o rząd mniejszy od np. przekroju na wymianę ładunku.

Czy jest to niepokojące? Nikt tak nie myśli, gdyż przy całej dobroci symetrii, w każdym takim porównaniu należy uwzględnić również amplitudy pochodzące od silnego przełamania symetrii. Jest to całkowicie konsekwentne, gdyż rozszczepienie masowe Gell-Manna — Okubo<sup>12</sup> pochodzi



Rys. 4. Porównanie przewidywań  $SU(3)$  z doświadczeniem:  $\bullet$   $\frac{1}{3}\sigma_a F_a, \pi^- + p \rightarrow N^{*-} + \pi^+$ ,  $\circ$   $\sigma_c F_c, K^- + p \rightarrow Y_1^{*-} + \pi^+$ ,  $\Delta$   $\sigma_b F_b, \pi^- + p \rightarrow Y_1^{*-} + K^+$ ,  $\square$   $\sigma_a F_a, K^- + p \rightarrow \Sigma^{*-} + K^+$ . Przewidywanie wynikające z  $SU(3)$ :  $\frac{1}{3}\sigma_a = \sigma_b = \sigma_c = \sigma_d$

z tego samego źródła. Harari właśnie to zrobił. Rozważając reakcje typu (4) uwzględnił on łamiące symetrię spuriony w najniższym rzędzie (taki spurion ( $S$ ) stanowi obiekt  $0^+$  o zerowym pędzie i energii). Prowadzi to do procesu:

$$M + B \rightarrow M + B + S$$

zamiast:

$$M + B \rightarrow M + B$$

a zatem do wzrostu liczby amplitud, oraz do zniknięcia równości typu (4). W większości przypadków otrzymujemy nierówności, które można porównywać z doświadczeniem. Wszystkie te nierówności są empirycznie spełnione.

Podobnie, w przypadku symetrii  $SU_W(6)$ , konieczne jest wprowadzenie poprawek  $S_1$ . Na podstawie prac Paisa, Bega i Singha oraz innych wiadomo, że poprawki  $S_1$  w przypadku rozszczepienia mas mogą być uwzględnione metodami teorii grup przez włączenie spurionów  $\underline{35}^{(8)}$ ,  $\underline{405}^{(1)}$ , oraz  $\underline{405}^{(8)}$ . To samo

<sup>12</sup> Fakt, że poprawki najniższego rzędu dają takie dobre wyniki w przypadku wzorów masowych, stanowi, oczywiście, całkowicie odmienną (dynamiczną) tajemnicę, którą zwykle pomija się milczeniem.

zrobił ostatnio C. S. Lai w przypadku anihilacji  $p\bar{p}$  i uzyskał zamiast (3) regułę sum:

$$A(\pi^+\pi^-) + A(K^0\bar{K}^0) - A(K^+K^-) = 0$$

dobrze zgadzającą się z doświadczeniem.

(3) Rozproszenie do przodu i do tyłu.

Tu również mamy anormalną sytuację. Jak wiadomo, relacje Johnsona i Treimana:

$$\frac{1}{2}[\sigma(K^+p) - \sigma(K^-p)] = \sigma(K^0p) - \sigma(\bar{K}^0p) = \sigma(\pi^+p) - \sigma(\pi^-p)$$

są dość dobrze spełnione (patrz referat Lindenbauma na tej konferencji). Poza tym mamy moc innych przewidywań wyprowadzonych przez Cartera, Coyne'a i innych z symetrii  $SU_{\mathbb{P}}(6)$  dla procesów  $M + B \rightarrow M' + B'$ , w których cząstki początkowe i końcowe są różne. Dr Jackson przeanalizował niektóre z nich w czasie konferencji i stwierdził, że większość z nich bardzo źle się zgadza z doświadczeniem. Oczywiście przewidywania symetrii są niezwykle czule na różnice mas. Należałoby więc powtórzyć tę analizę z uwzględnieniem spurionów, podobnie jak to zrobił Lai dla anihilacji  $p\bar{p}$ , zanim będzie można powiedzieć ostatnie słowo na temat widoków na przyszłość omawianej przeze mnie symetrii.

Konkludując zatem: wychodząc z jakiegokolwiek (przełamanej) relatywistycznej symetrii można, przy ograniczeniu do członów typu  $S_0$ , zbudować łańcuch podgrup maksymalnej symetrii. Największa jest podgrupa symetrii spoczynkowych, która daje strukturę multipletową. Następna z kolei jest grupa kolinearna, itd. Człony  $S_1$  (poprawki na unitarność) powinny łamać symetrię tego łańcucha. Z pewnych względów (dynamicznych), z których jedynie niejasno zdajemy sobie sprawę, (a dotyczy to również sytuacji empirycznej w przypadku  $SU(3)$ ) wszystkie łamiące symetrię człony wpływają najmniej na strukturę multipletową i na własności funkcji wierzchołkowej. Pozostaje kwestią otwartą, czy wychodząc właśnie od tych przewidzianych multipletów i ich wierzchołków można by, przy użyciu techniki relacji dyspersyjnych, otrzymać poprawnie inne elementy macierzy  $S$ . O ile wiem, Gatto i Wali rozpoczęli realizację tego ambitnego programu. Mam nadzieję, że w najbliższych latach będziemy znali ostateczną odpowiedź.

## 7. Wnioski

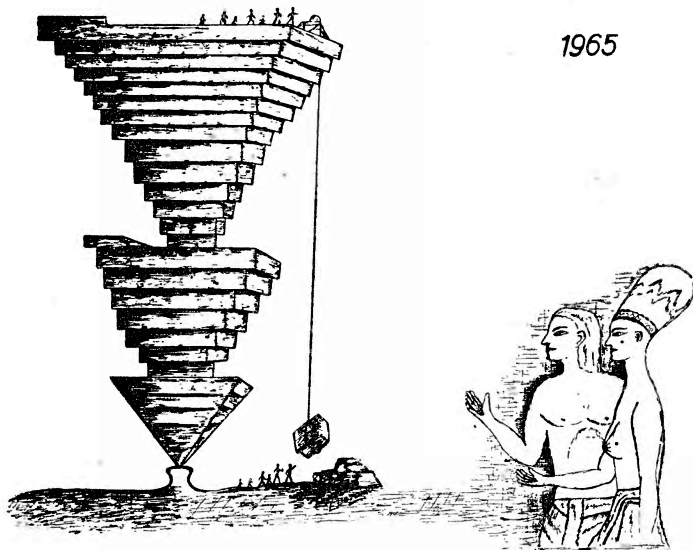
Do czego zatem zdążamy? Czy kwarki istnieją? A może — jak w to zawsze wierzyli zwolennicy bootstrapu —  $SU(3)$  jest również symetrią dynamiczną? Jakie wyższe przybliżone symetrie mogą jeszcze wypłynąć w przyszłości? Czy „uniwersalne” sprzężenia niezwartych „wież” — względnie same „wieże” — ujawnią się kiedykolwiek? Trzeba przyznać, że punkt widzenia, jaki tu przedstawiłem — a jest on, jak się wydaje, dość rozpowszechniony wśród teoretyków — pozbawia wymienione zagadki części ich romantycznego aspektu. 35-wymiarowa struktura czasoprzestrzenna, z perspektywą geometryzacji fizyki silnych oddziaływań, byłaby może bardziej podniecająca, jeśli tylko mogli-

byśmy żyć z nią. W obecnej sytuacji, najbliższe nasze wysiłki będą z konieczności coraz bardziej skłaniać się w kierunku powiązania symetrii z dynamiką, symetrii z teorią dyspersji, choćby tylko po to, aby dokładniej oszacować możliwe odstępstwa od symetrii. Ciekawe, czy użycie grup niezwartych może doprowadzić do silniejszego sformułowania relacji unitarności, czy jest w tym płonna nadzieja, tak płonna jak posługiwanie się wielką liczbą wymiarów.

Innym ważnym zagadnieniem, które pochłonęło uwagę konferencji, jest przełamanie  $CP$ , czy nawet  $C$ . Powstrzymałem się celowo od jego omawiania, gdyż po wyczerpujących i pięknych wykładach Prentkiego, Steinbergera i Bella, oraz po dokonaniu przez T. D. Lee rozróżnienia sprzężeń ładunkowych ładunku barionowego, leptonowego i elektrycznego, nie pozostaje już nic do dodania. Ograniczyłem się więc wyłącznie do silnych oddziaływań. Mam nadzieję, że udało mi się oddać istotę dokonanych już osiągnięć, a jednocześnie uprzytomnić, jak daleka jeszcze przed nami droga. Mamy jednak perspektywy na progu nowego rozdziału, mamy dziś, jak nigdy, pocieszającą żywotność na froncie badań w naszej dziedzinie. Ja osobiście oczekuję z niecierpliwością nadchodzących lat.

### Dodatek

Od czasu, kiedy zaproszono mnie do wygłoszenia referatu na konferencji w Oxfordzie, prześladowały mnie myśli o piramidach, oraz fatum kontynuowania serii rozpoczętej w 1962 roku. Mając na uwadze nieskończenie wymiarowe



Rys. 5. „Ale ta konstrukcja przetrwa stulecia!”

reprezentacje i uwzględniając wszystko to, co było przedtem, uważam, że rys. 5 przedstawiający ciąg piramid, dobrze oddaje ducha fizyki roku 1965. Pomysł ten podsunął mi profesor Okuń.

Tłumaczył Jan Olszewski

*Marian Herman*

Instytut Fizyki  
Politechniki Warszawskiej

## Metoda momentów w teorii elektronowego rezonansu paramagnetycznego

### 1. Wstęp

Jednym z najistotniejszych problemów, jakie rozpatruje współczesna teoria radiospektroskopii, jest problem prawidłowej analizy kształtu rezonansowej krzywej absorpcyjnej. Jest to zagadnienie wspólne dla wszystkich działów radiospektroskopii, a szczególnie istotną rolę odgrywa ono w teorii elektronowego rezonansu paramagnetycznego i magnetycznego rezonansu jądrowego<sup>1</sup>.

W ciągu ostatnich kilkunastu lat istnienia radiospektroskopii opracowano szereg metod teoretycznych analizy kształtu krzywej absorpcyjnej, z których wyróżniają się swą odrębnością: metoda fenomenologiczna Blocha [2], metoda momentów Van Vlecka [3] oraz Pryce'a i Stevensa [4], metoda funkcji przypadkowych Andersona i Weissa [5], metoda funkcji autokorelacyjnej operatora momentu magnetycznego Kubo i Tomity [6] oraz metoda Kopenhagi i Nagibarowa oparta na wykorzystaniu warunków symetrii krystalicznej paramagnetyka [7]. Znajomość kształtu krzywej absorpcyjnej pozwala wnioskować o rodzaju i wielkości oddziaływań istniejących wewnątrz układu spinowego, dla którego zachodzi zjawisko rezonansu. Stanowi zatem niejako klucz umożliwiający badaczowi wniknięcie do wnętrza mikrostruktury ciała stałego, czy ciekłego. Ten właśnie fakt jest główną przyczyną dużego zainteresowania fizyków teoretyków pracujących w dziedzinie radiospektroskopii możliwością i metodami analizy kształtu krzywej rezonansowej mierzonej doświadczalnie.

Spośród wspomnianych wyżej metod teoretycznych metoda momentów znalazła w zasadzie najszersze zastosowanie w badaniach radiospektroskopo-

<sup>1</sup> Wspomniane zjawiska są opisane w wielu publikacjach książkowych i artykułach naukowych, z których monografia Stieпина [1] wyróżnia się prostotą i jasnością ujęcia tematu. Obszerne wprowadzenie w zagadnienia związane z istotą zjawisk elektronowego rezonansu paramagnetycznego i podwójnego rezonansu elektronowo-jądrowego znajdzie czytelnik w artykułach J. Stankowskiego (Postępy Fizyki 16, 325, (1965)) i F. Kaczmarka (Postępy Fizyki 17, z. 1, (1966)).

wych, pomimo tego, że budzi ona szereg istotnych wątpliwości dotyczących jednoznaczności i zupełności opisu kształtu krzywej.

Artykuł niniejszy ma na celu zapoznanie czytelnika z matematycznymi i fizycznymi podstawami metody momentów oraz z zakresem przydatności i możliwością stosowania tej metody.

Aby określić, jaką informację o układzie spinowym paramagnetyka<sup>2</sup> daje nam krzywa rezonansowa, należy przyjąć pewien model statystyczny tego układu. Według takiego modelu, który został obszernie opisany w różnych przybliżeniach kryształu paramagnetycznego w pracy [8], atomy paramagnetyczne obsadzające różne poziomy energetyczne zgodnie z rozkładem Boltzmann'a, mogą być zgrupowane w kilka makroskopowych zespołów statystycznych. Liczba tych zespołów makroskopowych jest przy tym równa liczbie zeemanowskich poziomów energetycznych atomów paramagnetycznych<sup>3</sup>. Każdy z takich zespołów makroskopowych  $M$  jest utworzony z atomów paramagnetycznych, które znajdują się na tym samym zeemanowskim poziomie energetycznym.

Jeśli na paramagnetyk umieszczony w zewnętrznym stałym polu magnetycznym działać będzie pole elektromagnetyczne o częstości spełniającej warunek rezonansu  $\nu_0 = (E_{02} - E_{01})h^{-1}$ , atomy znajdujące się na poziomach o energiach odpowiednio równych  $E_{02}$  i  $E_{01}$ , wykonywać będą przejścia kwantowe, których wynikiem będzie zaabsorbowanie przez układ spinowy paramagnetyka pewnej ilości energii pola elektromagnetycznego. Istotne przy tym jest, że według tego modelu w akcji powstawania absorpcyjnej krzywej rezonansowej uczestniczą tylko te atomy paramagnetyczne, których różnice energii są dokładnie równe  $h\nu_0$ . Taki model zjawiska absorpcji rezonansowej prowadzi do błędnego wniosku, że krzywa rezonansowa powinna mieć kształt funkcji „delta“ Diraca<sup>4</sup>. Ponieważ fakty doświadczalne potwierdzają błędność powyż-

<sup>2</sup> Paramagnetykiem przyjęto nazywać ciało makroskopowe, zawierające dużą liczbę cząstek o nieskompensowanym własnym momencie magnetycznym, niezależnie od wielkości składowej diamagnetycznej wypadkowego momentu magnetycznego tego ciała [9]. Przez składową diamagnetyczną rozumie się tę część wypadkowego momentu magnetycznego ciała makroskopowego, która wywołana i uwarunkowana istnieniem zewnętrznego stałego pola magnetycznego, złożona jest z indukowanych przez to pole momentów diamagnetycznych atomów.

<sup>3</sup> Zeemanowskimi poziomami energetycznymi atomów paramagnetycznych nazywa się te poziomy, które mogą obsadzać jony paramagnetyczne kryształu umieszczonego w zewnętrznym stałym polu magnetycznym i które są niezwyrodniałe w stosunku do jednoatomowej spinowej funkcji falowej.

<sup>4</sup> Funkcja „delta“ Diraca może być określona jako [10]:

$$\delta(x) = \frac{1}{2\pi} \lim_{k \rightarrow \infty} \int_{-k}^{+k} e^{kix} dt = \frac{1}{\pi} \lim_{k \rightarrow \infty} \int_0^k \cos xt dt = \frac{1}{\pi} \lim_{k \rightarrow \infty} \frac{\sin kx}{x},$$

przy czym granice te, tzn. funkcja  $\delta(x)$ , mają znaczenie tylko wtedy, gdy występują razem z jakąś funkcją regularną pod znakiem całki. Wówczas słuszne są zależności:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x) dx = 1, \quad \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x) \cdot f(x) dx = f(0).$$

szezo wniosku, należy zmienić przyjęty model układu spinowego paramagnetyka, według którego w kryształach, którego atomy paramagnetyczne mają spin  $S$ , istnieje tylko  $2S+1$  i to niezwyrodniałych zeemanowskich poziomów energetycznych. Model ten słuszny w przybliżeniu jednoatomowym funkcji falowych paramagnetyka<sup>5</sup>, przestaje być słuszny w przybliżeniu wieloatomowym, które to przybliżenie właśnie musimy zastosować w celu wyjaśnienia obserwowanej skończonej szerokości krzywej rezonansowej.

Przyjmować zatem będziemy taki model układu spinowego paramagnetyka, według którego całkowita liczba zeemanowskich poziomów energetycznych tego paramagnetyka wynosi  $2NS+1$ , przy czym  $N$  jest całkowitą liczbą atomów paramagnetycznych w kryształach. Spośród tych  $2NS+1$  poziomów energetycznych tylko dwa nie są zwyrodniałe. Są to te poziomy, którym odpowiada albo równoległe, albo antyrównoległe ustawienie wszystkich momentów magnetycznych atomów paramagnetycznych kryształu w stosunku do kierunku zewnętrznego stałego pola magnetycznego, w którym się znajduje ten kryształ.

Stopień zwyrodnienia  $d$  pozostałych poziomów zeemanowskich jest określony, w najprostszym przypadku tj.  $S = 1/2$ , następującą zależnością:

$$d = \binom{N}{N-k} = \frac{N!}{(N-k)!(N-N+k)!} \quad (1.1)$$

gdzie  $1 \leq k \leq N-1$ . Parametr  $k$  numeruje kolejny spośród  $N-1$  zwyrodniałych poziomów zeemanowskich.

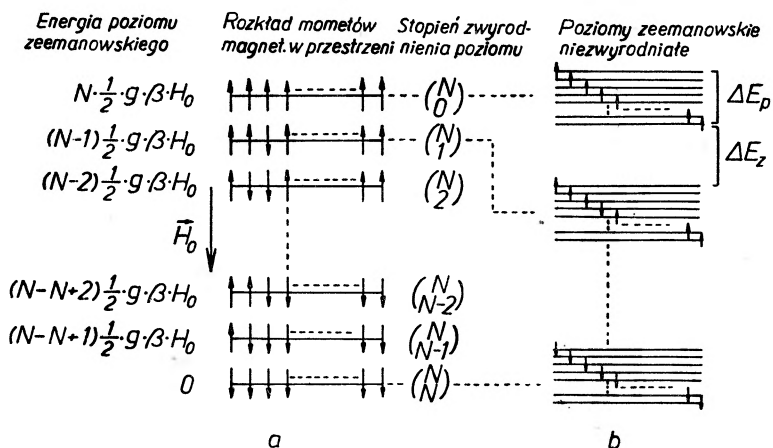
Zwyrodnienie poziomów energetycznych jest wywołane tym, że istnieje  $d$  różnych sposobów, na jakie może się usytuować w przestrzeni  $N$  momentów magnetycznych poszczególnych atomów paramagnetycznych kryształu, aby wypadkowy moment magnetyczny tego kryształu miał wartość  $M_k$  określającą energię  $k$ -tego poziomu zeemanowskiego. Dlatego też zwyrodnienie to nosi nazwę zwyrodnienia permutacyjnego.

Skutecznym czynnikiem, który może usunąć zwyrodnienie permutacyjne jest jakieś dodatkowe oddziaływanie pomiędzy atomami paramagnetycznymi kryształu. Oddziaływanie to, zwykle dipolowe albo wymienne, powoduje rozszczepienie każdego z poziomów zeemanowskich atomów paramagnetycznych na szereg podpoziomów, które leżą zwykle tak blisko siebie i których jest tak duża liczba<sup>6</sup>, że można w praktyce uważać, iż poziomy zeemanowskie (przybliżenia jednoatomowego) zostaną rozmyte w pasma energetyczne (w przybliżeniu wieloatomowym). Wtedy jednak przejścia kwantowe atomów paramagnetycznych między dwoma pasmami energetycznymi mogą zachodzić nie

<sup>5</sup> W przybliżeniu jednoatomowym funkcje falowe opisujące stan makroskopowego układu spinowego są superpozycją funkcji falowych jednego atomu poddanego oddziaływaniom statycznym pola elektrycznego wewnątrzkrystalicznego i zewnętrznego pola magnetycznego. Natomiast w przybliżeniu wieloatomowym (często nazywanym przybliżeniem wielu ciał) stan układu makroskopowego jest opisany funkcją falową nie związaną bezpośrednio z funkcjami jednoatomowymi.

<sup>6</sup>  $N$  w warunkach doświadczalnych jest zwykle większe od  $10^{19}/\text{cm}^3$ .

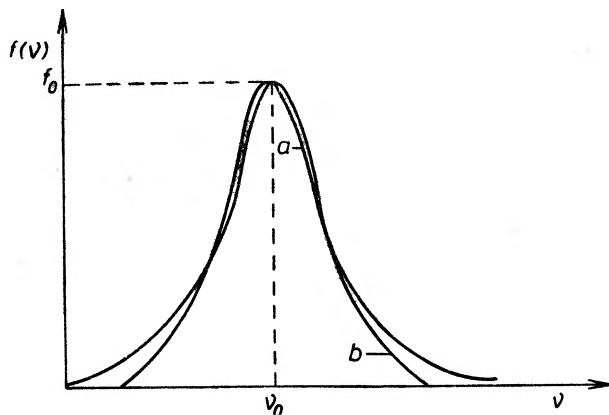
tylko wówczas, gdy znajdują się one w polu elektromagnetycznym o częstotliwości rezonansowej  $\nu_0$ , ale również wtedy, gdy częstotliwość tego pola jest równa  $\nu_0 + \Delta\nu$ , gdzie  $\Delta\nu$  jest szerokością pasma. Schematycznie można sobie wyobrazić opisaną powyżej sytuację tak jak to pokazano na rysunku 1.



Rys. 1. Schematyczny obraz obsadzeń zeemanowskich poziomów energetycznych kryształu paramagnetycznego w przybliżeniu wieloatomowym dla spinu  $S = 1/2$ , w przypadku zwyrodniałych (a) i niezwyrodniałych (b) poziomów.  $\Delta E_z \gg \Delta E_p$

Zatem szerokość linii rezonansowej absorpcji paramagnetycznej u jej podstawy jest określona różnicą ( $\nu_{\max} - \nu_{\min}$ ), gdzie wartości częstotliwości w nawiasie są tymi samymi częstotliwościami, które zaznaczono na rysunku 3b.

Natomiast natężenie krzywej rezonansowej na danej częstotliwości jest bezpośrednio określone liczbą zaabsorbowanych w jednostce czasu kwantów energii pola elektromagnetycznego na tej częstotliwości. Im więcej zatem kwantów energii pola elektromagnetycznego o częstotliwości  $\nu$  zostanie pochłoniętych, tym więcej atomów paramagnetycznych wykonało przejście kwantowe, zwiększając swą energię o  $h\nu$ .



Rys. 2. Typowy kształt linii rezonansowej absorpcji paramagnetycznej: a) lorentzowski b) gaussowski



Najczęściej krzywe rezonansowej absorpcji paramagnetycznej wyglądają tak jak to przedstawiono na rysunku 2. Są to tzw. krzywe lorentzowska i gausowska, o następujących równaniach:

$$f(\nu)_L = f_0(1 + \alpha\nu^2)^{-1} \quad (1.2)$$

$$f(\nu)_G = f_0 \exp(-\beta\nu^2) \quad (1.3)$$

gdzie  $f(\nu)$  określa wartość zaabsorbowanej przez układ spinowy paramagnetyka energii pola elektromagnetycznego na częstotliwości  $\nu = \frac{\omega - \omega_0}{2\pi}$  ( $\frac{\omega_0}{2\pi}$  jest częstotliwością rezonansową),  $f_0$  jest maksymalną wartością  $f(\nu)$  występującą dla  $\nu = \nu_0$ ,  $\alpha$  i  $\beta$  — stałe.

Z kształtu tych krzywych można bezpośrednio wywnioskować, że najwięcej przejść kwantowych zachodzi na częstotliwości odpowiadającej średniej arytmetycznej częstotliwości granicznych  $\nu_{\min}$  i  $\nu_{\max}$ .

Zatem podstawową i bezpośrednią informacją, jaką daje nam krzywa rezonansowej absorpcji paramagnetycznej jest informacja dotycząca rozkładu liczby zachodzących w kryształach aktów absorpcji kwantów energii pola elektromagnetycznego w funkcji częstotliwości. Natomiast pośrednio można na podstawie kształtu linii wnioskować o rozkładzie poziomów energetycznych i oddziaływaniach wewnątrz układu spinowego kryształu paramagnetycznego.

Akty absorpcji kwantów energii pola elektromagnetycznego są zdarzeniami przypadkowymi, których rozkład daje krzywa rezonansowa. Aby zatem móc ściśle podejść do zagadnienia kształtu krzywej rezonansowej, musimy wprowadzić i zdefiniować pewne podstawowe pojęcia z rachunku prawdopodobieństwa.

## 2. Wybrane pojęcia z rachunku prawdopodobieństwa

Dla każdego rozkładu zdarzeń przypadkowych można zdefiniować następujące bardzo przydatne w dalszych rozważaniach pojęcia: a) funkcja prawdopodobieństwa  $P(S)$ , b) dystrybuanta  $F(x)$ , c) gęstość prawdopodobieństwa  $f(x)$ , d) funkcja charakterystyczna  $\varphi(t)$ . Dla prostoty rozważań i ze względu na to, że jest to zupełnie wystarczające dla celów analizy kształtu krzywej rezonansowej, operować będziemy przestrzenią jednowymiarową.

a) Funkcja prawdopodobieństwa rozkładu  $P(S)$  jest to taka nieujemna, addytywna funkcja zbioru  $S$ <sup>7</sup>, która w przypadku, gdy argumentem jej jest

<sup>7</sup> Zbiorem  $S$  nazywamy dowolny zespół wszystkich możliwych przedmiotów lub wielkości posiadających określone własności. Funkcja addytywna zbioru jest to taka funkcja, dla której spełniona jest zależność:

$$P(S_1 + S_2 + S_3 + \dots + S_n) = P(S_1) + P(S_2) + \dots + P(S_n),$$

zaś iloczyn zbiorów (tzn. obszar wspólny dla tych zbiorów)

$$S_\mu S_\nu = 0 \quad \text{dla } \mu \neq \nu \text{ [11].}$$

całą przestrzeń  $R_1$ , ma wartość równą jedności, tzn.  $P(R_1) = 1$ . Jest to matematyczna definicja funkcji prawdopodobieństwa. Natomiast sens fizyczny tej funkcji w przypadku rozpatrywanej krzywej rezonansowej jest taki, że funkcja prawdopodobieństwa dla rozkładu aktów absorpcji kwantów energii promieniowania elektromagnetycznego w zależności od częstości oznacza ilość energii zaabsorbowaną przez kryształ paramagnetyczny w przedziale częstości  $\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1$ , z tym założeniem, że gdy przedział  $\Delta\nu$  rozciąga się od  $-\infty$  do  $+\infty$ , to całkowita energia zaabsorbowana przez kryształ wynosi jeden.

b) Dystrybuanta rozkładu  $F(x)$  jest to niemalejąca funkcja punktu taka, że  $F(x) = P(\xi \leq X)$ <sup>8</sup>. Zgodnie z tą definicją można łatwo wywnioskować, że:

$$0 \leq F(x) \leq P(R_1) = 1, \quad F(-\infty) = 0, \quad F(+\infty) = 1,$$

ponadto oczywiście jest, że

$$F(b) - F(a) = P(a < \xi \leq b). \quad (2.1)$$

Dla krzywej rezonansowej dystrybuanta oznacza ilość energii zaabsorbowanej w pasmie częstości od 0 do  $\nu$ , gdzie  $\nu$  jest argumentem tej dystrybuanty.

c) Gęstością prawdopodobieństwa rozkładu nazywamy taką nieujemną funkcję  $f(x)$ , która jest określona zależnością:

$$f(x) = \lim_{h \rightarrow 0} \frac{[F(x+h) - F(x-h)]}{2h} = \frac{dF(x)}{dx}. \quad (2.2)$$

Z punktu widzenia sensu fizycznego gęstość prawdopodobieństwa rozkładu jest funkcją kształtu krzywej rezonansowej absorpcji paramagnetycznej  $f(x) = f(\nu)$ , tzn. że wartość tej funkcji w jakimś punkcie  $x = \nu$  wyznacza wielkość energii zaabsorbowanej przez kryształ paramagnetyczny na tej częstości.

d) Funkcja charakterystyczna  $\varphi(t)$  rozkładu odpowiadającego dystrybuancie  $F(x)$  jest to funkcja określona z definicji zależnością

$$\varphi(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{itx} dF(x) \quad (2.3)$$

i spełniająca ponadto następujące warunki konieczne:

$$|\varphi(t)| \leq 1, \quad \varphi(0) = 1, \quad \varphi(-t) = \varphi^*(t),$$

$\varphi(t)$  jest ciągła w całym obszarze jej określoności, gdzie  $t$  jest liczbą rzeczywistą<sup>9</sup>. Funkcję tę można interpretować jako średnią ważoną wartość funkcji  $e^{itx}$  dla

<sup>8</sup>  $\xi$  określa rozciągłość zbioru  $S$ , tzn. symbolizuje wszystkie wartości, jakie może przybierać zmienna  $X$  w przedziale od 0 do  $X$  lub jak we wzorze (2,1) w przedziale od  $a$  do  $b$ . Przez  $X$  należy tu rozumieć współrzędną punktu na osi  $X$  lub w przypadku wielowymiarowym zbiór współrzędnych  $X_1, X_2, X_3, \dots, X_n$  punktu w przestrzeni  $n$ -wymiarowej. Stąd też pochodzi nazwa „funkcja punktu“. Czytelnikowi, który pragnie głębiej wniknąć w sens definicji „funkcja punktu“ czy „funkcja zbioru“ polecam lekturę § 6 książki Cramera [11].

<sup>9</sup> Warunki powyższe są wprawdzie konieczne, ale nie są wystarczające na to, by dowolna funkcja  $\varphi(t)$ , która je spełnia, była funkcją charakterystyczną rozkładu określonego dystry-

wszystkich wartości  $x$ , przy czym wagami statystycznymi są  $dP(S)$  lub  $dF(x)$ , położone w otoczeniu każdego punktu  $x$ .

Znaczenie funkcji charakterystycznej dla teorii fizycznej polega przede wszystkim na tym, że po pierwsze według twierdzenia Levy'ego [11] rozkład jest jednoznacznie określony przez jego funkcję charakterystyczną, po drugie łatwiej jest z warunków fizycznych określić funkcję charakterystyczną niż gęstość prawdopodobieństwa<sup>10</sup>, a po trzecie istnieją następujące związki całkowite między funkcją charakterystyczną i gęstością prawdopodobieństwa:

$$\varphi(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{itx} f(x) dx, \quad (2.4)$$

$$f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-itx} \varphi(t) dt. \quad (2.5)$$

Zależności powyższe wyrażające operację transformacji fourierowskiej umożliwiają stosunkowo łatwe odtworzenie funkcji kształtu  $f(\nu)$  absorpcyjnej krzywej rezonansowej wtedy, gdy dana jest funkcja charakterystyczna  $\varphi(t)$  dla tego rozkładu.

Oprócz wspomnianych już trzech korzystnych właściwości funkcji charakterystycznej istotne znaczenie ma również fakt, że funkcję tę można przedstawić w postaci szeregu potęgowego momentów rozkładu.  $k$ -tym momentem rozkładu zdarzeń przypadkowych nazywamy całkę:

$$a_k = \int_{-\infty}^{+\infty} x^k dF(x), \quad (2.6)$$

buantą  $F(x)$ . Według Cramera [11] "... na to, aby dana ograniczona i ciągła funkcja  $\varphi(t)$  była funkcją charakterystyczną pewnego rozkładu, potrzeba i wystarcza, żeby: 1).  $\varphi(0) = 1$ , 2). funkcja  $\psi(x, A) = \int_0^A \int_0^A \varphi(t-u) e^{ix(t-u)} dt du$  była rzeczywista i nieujemna dla wszystkich wartości  $x$  i wszystkich  $A > 0$ .

<sup>10</sup> Jako przykład można tu podać, za Kubo i Tomitą [6], że dla konkretnych warunków istniejących przy rezonansie paramagnetycznym funkcja charakterystyczna jest kwantowo-mechaniczną funkcją autokorelacyjną dla zaleźnego od czasu heisenbergowskiego operatora [12] momentu magnetycznego paramagnetyka.

$$\varphi(t) = C \cdot \langle \tilde{M}_x(t) \tilde{M}(0) \rangle = \frac{C \cdot \text{Tr} [\exp(-\tilde{H}/kT) \tilde{M}_x(t) \tilde{M}_x(0)]}{\text{Tr} \exp(-\tilde{H}/kT)},$$

gdzie  $C$  — stała normująca,

$\tilde{H}$  — macierz operatora Hamiltona (hamiltonianu) dla paramagnetyka,

$\tilde{M}_x(t) = e^{i\tilde{H}t/\hbar} \hat{M}_x e^{-i\tilde{H}t/\hbar}$  — macierz heisenbergowskiego operatora momentu magnetycznego,

$\hat{M}_x$  — operator schrödingerowski momentu magnetycznego paramagnetyka,

$\text{Tr}$  — ślad macierzy.

Zatem po wyznaczeniu z równania ruchu  $i\hbar \frac{d\tilde{M}_x}{dt} = [\tilde{M}, \tilde{H}]$  wartości  $\tilde{M}_x(t)$  można obliczyć  $\varphi(t)$ .

jeżeli dla każdej liczby naturalnej  $k$  funkcja  $x^k$  jest całkowalna w przedziale  $-\infty, +\infty$  względem dystrybuanty  $F(x)$  tego rozkładu<sup>11</sup>. Dla rozkładu ciągłego, jakim oczywiście jest krzywa rezonansowa:

$$a_k = \int_{-\infty}^{+\infty} x^k f(x) dx. \quad (2.7)$$

Można udowodnić następujące, często stosowane kryterium [11]: „Niech  $a_0, a_1, a_2, \dots$  będą skończonymi momentami pewnej dystrybuanty  $F(x)$ . Założmy, że dla pewnego  $r > 0$  szereg  $\sum_{n/0}^{\infty} \frac{a_n}{n!} r^n$  jest zbieżny bezwzględnie. Wówczas  $F(x)$  jest jedyną dystrybuantą, której momentami są  $a_0, a_1, \dots$ “. Kryterium to jest zawsze wtedy przydatne, gdy należy zbadać, czy ciąg momentów określa jednoznacznie dany rozkład.

Założmy teraz, że dla danego rozkładu istnieje moment rzędu  $k$ . Fakt ten umożliwia nam  $k$ -krotne zróżniczkowanie funkcji charakterystycznej względem parametru  $t$ :

$$\frac{d^k \varphi(t)}{dt^k} = \frac{d^k}{dt^k} \left( \int_{-\infty}^{+\infty} e^{itx} f(x) dx \right) = i^k \int_{-\infty}^{+\infty} x^k e^{itx} f(x) dx. \quad (2.8)$$

Ponieważ funkcja  $\frac{d^k \varphi(t)}{dt^k}$  jest ciągła dla wszystkich rzeczywistych  $t$ , wobec tego otrzymamy, że:

$$a_k = i^{-k} \left( \frac{d^k \varphi(t)}{dt^k} \right)_{t=0}. \quad (2.9)$$

Jednocześnie funkcja charakterystyczna  $\varphi(t)$  rozwinięta w szereg Maclaurina w otoczeniu punktu  $t = 0$  przybiera postać:

$$\varphi(t) = \sum_{k/0}^n \frac{a_k}{k!} (it)^k + R, \quad (2.10)$$

której reszta podzielona przez  $t^n$  dąży do zera, gdy  $t$  dąży do zera [11].

Rozważenie wzorów (2.10) i (2.6) z jednej strony oraz (2.5) i (2.9) z drugiej strony sugeruje nam możliwość istnienia dwóch różniących się zasadniczo metod teoretycznych analizy kształtu krzywej absorpcji rezonansowej. Według pierwszej metody oblicza się na podstawie konkretnych założonych oddzia-

<sup>11</sup> Najważniejsze właściwości momentów rozkładu można zestawić w następujących punktach: 1)  $a_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} dF(x)$  przedstawia powierzchnię zawartą pod krzywą rozkładu przypadkowej zmiennej  $x$ , 2)  $a_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} x dF(x) = m$  jest to wartość średnia zmiennej  $x$ , 3)  $w_k = \int_{-\infty}^{+\infty} (x-c)^k dF(x)$  nazywa się  $k$ -tym momentem względem stałej  $c$ , 4) momenty względem średniej  $\mu_k = \int_{-\infty}^{+\infty} (x-m)^k dF(x)$  nazywają się momentami centralnymi.

lywań wewnątrzkrystalicznych momenty  $a_k = \langle \nu^k \rangle$  rozkładu częstości, dla których zaabsorbowana została przez kryształ energia pola elektromagnetycznego, a potem na podstawie wzorów (2.10) i (2.5) wyznacza się funkcję kształtu  $f(\nu)$  dla danego kryształu. Według drugiej metody oblicza się na podstawie założonych oddziaływań wewnątrzkrystalicznych bezpośrednio funkcję charakterystyczną rozkładu aktów absorpcji kwantów energii pola elektromagnetycznego w funkcji częstości, po czym na podstawie wzoru (2.5) wyznacza się funkcję kształtu  $f(\nu)$ .

Metoda pierwsza zapoczątkowana przez Wallera [13] i Broera [14], a następnie rozszerzona przez Van Vlecka [3] oraz Pryce'a i Stevensa [4] nosi nazwę metody momentów analizy kształtu krzywej rezonansowej absorpcji paramagnetycznej.

Druga metoda zapoczątkowana przez Andersona i Weissa [5] stała się podstawą kilku różnych (podanych na wstępie tego artykułu) metod szczegółowych analizy kształtu krzywej rezonansowej, wychodzących z różnych warunków fizycznych w celu obliczenia funkcji charakterystycznej tego rozkładu [5, 6, 7].

W dalszym ciągu niniejszego artykułu rozważana będzie tylko pierwsza z tych metod, przy czym najpierw zostaną opisane wzory Van Vlecka oraz Pryce'a i Stevensa dla momentów krzywej rezonansowej, a następnie przeanalizowana zostanie przydatność metody momentów w teorii elektronowego rezonansu paramagnetycznego.

### 3. Wzory fizyczne określające momenty rezonansowej krzywej absorpcyjnej

Jak już wspomniano w poprzednim paragrafie, iloczyn  $f(x)dx$  pod całką określającą funkcję charakterystyczną (2.4), czy  $k$ -ty moment rozkładu (2.7) odgrywa rolę wagi statystycznej dla funkcji podcałkowej  $e^{itx}$  czy  $x^k$ . W związku z tym chcąc określić  $k$ -ty moment krzywej rezonansowej musimy  $k$ -tą potęgę częstości  $\nu$  ważyć statystycznie w otoczeniu tej częstości<sup>12</sup>. Dlatego też należy wyznaczyć prawdopodobieństwo wystąpienia aktu absorpcji kwantu energii pola elektromagnetycznego na danej częstości  $\nu$ , które to prawdopodobieństwo będzie wagą statystyczną dla danej funkcji  $\nu^n$  w otoczeniu częstości  $\nu$ .

W tym celu powróćmy do przedstawionego w rozdziale 1 obrazu zeemanowskich poziomów energetycznych w przybliżeniu wieloatomowym. Można przyjąć z dużym prawdopodobieństwem, że rezonansowa krzywa absorpcyjna, obserwowana bezpośrednio w doświadczeniu jest obwiednią bardzo wąskich (o kształcie zbliżonym do kształtu funkcji „delta“ Diraca) linii rezonansowych odpowiadających przejściom kwantowym między takimi poziomami  $E_n$  z jednego pasma zeemanowskiego i  $E_n$  z sąsiedniego pasma zeemanowskiego, że

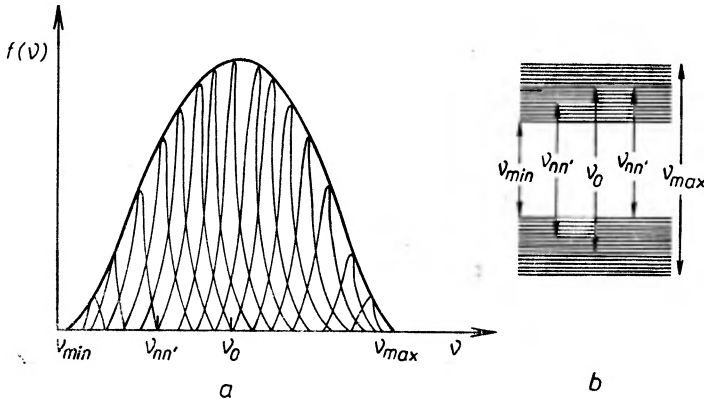
<sup>12</sup> Przez ważenie statystyczne rozumie się zwykle mnożenie każdej występującej wartości zmiennej przypadkowej przez prawdopodobieństwo pojawiania się danej wartości tej zmiennej.

$E_n - E_{n'} = h\nu_{nn'}$ . Można to wyobrazić sobie schematycznie tak, jak to przedstawiono na rysunku 3a.

Prawdopodobieństwo wystąpienia przejścia kwantowego na częstotliwości  $\nu_{nn'}$  pod wpływem działającego na kryształ zmiennego pola elektromagnetycznego skierowanego wzdłuż osi  $x$  prostopadle do kierunku stałego pola magnetycznego, w którym znajduje się kryształ, może być określone następującym wzorem [19]:

$$W_{nn'} = A(P_n - P_{n'}) |\langle n | \hat{M}_x | n' \rangle|^2, \quad (3.1)$$

gdzie  $A$  jest pewną stałą,



Rys. 3. Schematyczny obraz powstawania rezonansowej krzywej absorpcyjnej obserwowanej doświadczalnie

$P_n$  (lub  $P_{n'}$ ) jest prawdopodobieństwem tego, że układ spinowy wykonujący przejście kwantowe znajduje się w stanie  $|n\rangle$  (lub  $|n'\rangle$ ),  $\langle n | \hat{M}_x | n' \rangle$  jest elementem macierзовym operatora momentu magnetycznego wyindukowanego w wyniku przejścia kwantowego między stanami  $|n\rangle$  i  $|n'\rangle$  (jest to element macierзовy operatora zaburzającego stan układu spinowego paramagnetyka)<sup>13</sup>. Zatem  $k$ -ty moment krzywej rezonansowej dany jest zależnością

$$\langle \nu^k \rangle = A \sum_n \sum_{n'}^+ \nu_{nn'}^k (P_n - P_{n'}) |\langle n | \hat{M}_x | n' \rangle|^2, \quad (3.2)$$

gdzie sumowanie  $\Sigma^+$  jest wykonywane dla  $n' > n$ .

<sup>13</sup> W niniejszym artykule stosowany jest formalizm Diraca [15] dla oznaczania poszczególnych stanów układów kwantowych. Wektor odpowiadający stanowi  $\psi$  w uogólnionej przestrzeni Hilberta oznacza Dirac symbolem  $|\psi\rangle$  lub też  $|\xi'\rangle$ , jeśli stan  $\psi$  jest stanem własnym zupełnego zespołu operatorów  $\hat{\xi}$ , należącym do zespołu ich wartości własnych  $\xi'$ . Symbolowi  $\psi^*$  tego samego stanu przyporządkowuje Dirac wektor  $\langle \psi | = \langle \xi' |$  wprowadzając dla wektorów  $\langle \xi' |$  i  $|\xi'\rangle$  nazwy „bra“ i „ket“ (są to: początkowa i końcowa sylaba słowa „bracket“, które w języku polskim oznacza nawias). Wobec tego w symbolice Diraca piszemy:  $\hat{a} |\xi'\rangle$  i  $\langle \xi'' | \hat{a} |\xi'\rangle$  zamiast  $\hat{a} \psi$  i  $\int \psi^* \hat{a} \psi d\tau$ , jak to jest przyjęte w symbolice Schrödingera. Wyjaśnienie sensu fizycznego symboliki Diraca znajdzie czytelnik w § 11 rozdziału XII książki Rubinowicza [12].

W konkretnych obliczeniach fizycznych wygodne jest odnoszenie momentu krzywej do powierzchni zawartej pod krzywą, przyjmowanej jako jedność. Wtedy otrzymuje się tzw. momenty średnie lub unormowane, które oznaczane będą poniżej przez  $\langle \nu^k \rangle_{av}$ .

Wyrażenie na  $k$ -ty moment średni przyjmuje zgodnie z (2.7) postać:

$$\langle \nu^k \rangle_{av} = \frac{\sum_n \sum_{n'}^+ \nu_{nn'}^k (P_n - P_{n'}) |\langle n | \hat{M}_x | n' \rangle|^2}{\sum_n \sum_{n'}^+ (P_n - P_{n'}) |\langle n | \hat{M}_x | n' \rangle|^2}. \quad (3.3)$$

Uwzględnijmy teraz inną możliwą postać czynnika  $(P_n - P_{n'})$  znajdującego się po prawej stronie ostatniej równości. Przyjmując, że atomy paramagnetyczne w kryształach paramagnetycznym są rozłożone na zeemanowskich poziomach energetycznych zgodnie z prawem Boltzmanna, można napisać, że:

$$P_n - P_{n'} = \frac{e^{-E_n/kT} - e^{-E_{n'}/kT}}{Z} = \varrho_{nn} - \varrho_{n'n'}, \quad (3.4)$$

gdzie  $Z = \sum_{i|1}^n e^{-E_i/kT} = 1$  (jako stała normująca),

$\varrho_{nn}$  i  $\varrho_{n'n'}$  są elementami diagonalnymi macierzy statystycznej [16].

Wstawiając wzór (3.4) do (3.3) otrzymujemy wzór pozwalający wyznaczyć  $k$ -ty moment krzywej rezonansowej na podstawie znajomości funkcji i wartości własnych hamiltonianu układu spinowego paramagnetyka. Wzór ten jednak nie nadaje się jeszcze do obliczeń, gdyż niemożliwe jest rozwiązanie problemu własnego hamiltonianu układu spinowego całego kryształu (w przybliżeniu wieloatomowym). Różni też autorzy w różny sposób wzór ten przekształcali, nadając mu na podstawie pewnych przybliżeń lub dodatkowych założeń taką postać, która pozwala już wykonać konkretne obliczenia.

Podstawową pracę w tej dziedzinie wykonał Van Vleck [3], który jako pierwszy ilościowo wyliczył za pomocą metody momentów szerokość krzywej rezonansowej i wyjaśnił zjawisko anomalnego zwiężenia krzywej w przypadku silnych oddziaływań wymiennych w układzie spinowym paramagnetyka. Jego też sposób przekształcenia wzoru (3.3) opisany będzie w pierwszej kolejności.

Przyjmijmy założenie, że układ spinowy znajduje się w tak wysokiej temperaturze, że usprawiedliwiona będzie nierówność  $kT \gg h\nu_{nn'}$ . Wówczas wzór (3.4) można przekształcić do postaci:

$$P_n - P_{n'} = P_{n'} \left[ \frac{P_n}{P_{n'}} - 1 \right] = P_{n'} \left[ \exp\left(\frac{E_{n'} - E_n}{kT}\right) - 1 \right] \approx P_{n'} \frac{h\nu_{nn'}}{kT}. \quad (3.5)$$

Ponieważ energia termiczna  $kT$  układu jest znacznie większa niż odstęp między poszczególnymi pasmami zeemanowskimi, można więc przyjąć, że prawdopodobieństwa obsadzenia tych pasm są jednakowe, zatem

$$P_{n'} = \frac{1}{2S+1} = \text{const}. \quad (3.6)$$

Dalsze uproszczenie, oparte również na przyjętym założeniu wysokiej temperatury polega na tym, że  $\nu_{nn'}$  występujące we wzorze (3.5) uważamy za stałe:

$v_{nn'} = v_0$ , co umożliwiła w połączeniu z (3.6) wyłączenie różnicy (3.4) przed symbol sumowania we wzorze (3.3). Wtedy jednak wzór na  $k$ -ty moment średni krzywej rezonansowej przyjmuje postać:

$$\langle v^k \rangle_{av} = \frac{\sum_n \sum_{n'}^+ v_{nn'}^k |\langle n | \hat{M}_x | n' \rangle|^2}{\sum_n \sum_{n'}^+ |\langle n | \hat{M}_x | n' \rangle|^2}. \quad (3.7)$$

Przez proste przekształcenie można zamienić licznik wzoru (3.7) dla drugiego momentu, na wyrażenie

$$\begin{aligned} \frac{\gamma^2 \hbar^2}{h^2} \sum_n \sum_{n'}^+ [\langle n | \hat{H} | n \rangle - \langle n' | \hat{H} | n' \rangle]^2 \langle n | \hat{S}_x | n' \rangle \langle n' | \hat{S}_x | n \rangle = \\ = -\frac{\gamma^2 \hbar^2}{h^2} \text{Tr}[\hat{H} \hat{S}_x \hat{H} \hat{S}_x - \hat{S}_x \hat{H}^2 \hat{S}_x - \hat{H} \hat{S}_x^2 \hat{H} + \hat{S}_x \hat{H} \hat{S}_x \hat{H}] = \\ = -\frac{\gamma^2 \hbar^2}{h^2} \text{Tr}[\hat{H} \hat{S}_x - \hat{S}_x \hat{H}]^2. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Ponieważ mianownik wzoru (3.7)

$$\gamma^2 \hbar^2 \sum_n \sum_{n'}^+ \langle n | \hat{S}_x | n' \rangle \langle n' | \hat{S}_x | n \rangle = \text{Tr} \hat{S}_x^2, \quad (3.9)$$

więc wzór Van Vlecka dla drugiego momentu średniego krzywej rezonansowej ma postać:

$$\langle v^2 \rangle_{av} = -\frac{\text{Tr}[\hat{H} \hat{S}_x - \hat{S}_x \hat{H}]^2}{h^2 \text{Tr} \hat{S}_x^2}. \quad (3.10)$$

Podobne przekształcenie wykonane dla czwartego momentu średniego prowadzi do wzoru:

$$\langle v^4 \rangle_{av} = \frac{\text{Tr}[\hat{H}(\hat{H} \hat{S}_x - \hat{S}_x \hat{H}) - (\hat{H} \hat{S}_x - \hat{S}_x \hat{H}) \hat{H}]^2}{h^4 \text{Tr} \hat{S}_x^2}. \quad (3.11)$$

Z porównania wzorów (3.11) i (3.10) widać, że postać wzoru ogólnego dla  $2k$ -tego momentu <sup>14</sup> powinna być następująca:

$$\langle v^{2k} \rangle_{av} = \frac{(-1)^k \text{Tr} \left[ \overset{\longleftarrow k \text{razy}}{\hat{H}} \left[ \overset{\longleftarrow k}{\hat{H}} \cdots \left[ \overset{\longleftarrow k}{\hat{H}}, \hat{S}_x \right] \cdots \right]^2 \right]}{h^{2k} \text{Tr} \hat{S}_x^2}. \quad (3.12)$$

Podstawową zaletą wzorów Van Vlecka jest to, że wykorzystują one znaną właściwość śladu macierzy <sup>15</sup>, polegającą na inwariantności śladu wzglę-

<sup>14</sup> W rozważaniach Van Vlecka uwzględniono tylko momenty parzyste, gdyż efekty prowadzące do rozszerzenia niejednorodnego (asymetrii) krzywej rezonansowej nie były brane pod uwagę.

<sup>15</sup> Śladem jakiejś macierzy nazywa się sumę elementów diagonalnych (leżących na przekątnej tej macierzy). Przyjmuje się najczęściej następujące oznaczenia:  $\text{Tr} \tilde{A} = \text{Sp} \tilde{A} = \sum_{k/1}^n a_{kk}$ , gdzie  $n$  określa liczbę wierszy (równą liczbie kolumn) macierzy  $\tilde{A}$ .



dem transformacji określonej zespołem współczynników tworzących układ funkcji zupełny i zortonormalizowany<sup>16</sup>. Umożliwia to obliczenie wyrażenia wzoru (3.12) w takim układzie kwantowania, w którym spiny poszczególnych jonów są indywidualnie skwantowane przestrzennie, co jest równoznaczne z możliwością przyjęcia przybliżenia jednoatomowego dla funkcji falowej kryształu. Dzięki temu nie jest konieczne wyznaczanie wartości własnych hamiltonianu całego kryształu, co byłoby oczywiście niemożliwe.

Natomiast jedną z wad wzorów Van Vlecka jest przyjęcie upraszczającego założenia  $h\nu \ll kT$ , które to założenie dla wielu ciekawych fizycznie przypadków (badania w niskich temperaturach bliskich 4°K) jest nie do przyjęcia. Inną wadą tych wzorów jest konieczność upraszczania hamiltonianu kryształu paramagnetycznego. Aby ten problem jaśniej przedstawić należy podać na wstępie postać całkowitego hamiltonianu układu spinowego paramagnetyka.

Otóż

$$\hat{H}_c = \hat{H}_s + \hat{H}_z + \hat{H}_d + \hat{H}_w + \hat{H}_r + \hat{H}_{e-m}, \quad (3.13)$$

gdzie  $\hat{H}_z$  — hamiltonian zeemanowski opisujący oddziaływanie układu spinowego z zewnętrznym stałym polem magnetycznym,  $\hat{H}_d$  — hamiltonian oddziaływań dipolowych istniejących wewnątrz układu spinowego,  $\hat{H}_w$  — hamiltonian oddziaływań wymiennych wewnątrz układu spinowego,  $\hat{H}_s$  — hamiltonian spinowy (bez części zeemanowskiej) opisujący wpływ pola elektrycznego wewnątrzkrystalicznego na układ spinowy paramagnetyka,  $\hat{H}_r$  — hamiltonian relaksacyjny, opisujący oddziaływania układu spinowego z układem sieci krystalicznej,  $\hat{H}_{e-m}$  — hamiltonian oddziaływań układu spinowego z zewnętrznym polem elektromagnetycznym wielkiej częstotliwości.

Spośród tych wszystkich części składowych hamiltonianu układu spinowego, Van Vleck (i inni [4, 17, 18]) przyjmując założenie o „sztywności“ sieci krystalicznej odrzuca hamiltoniany  $\hat{H}_s$  i  $\hat{H}_r$ . Założenie to jest oparte na tym, że w większości badanych jonowych kryształów paramagnetycznych oddziaływania spin-spin są znacznie większe od oddziaływań spin-siatka, co warunkuje pomijalnie mały wkład do szerokości i kształtu krzywej rezonansowej tych czynników hamiltonianu całkowitego. Ponadto Van Vleck w oparciu o pracę Broera [14] „obcina“ hamiltonian oddziaływań dipolowych<sup>17</sup>

$$\hat{H}_d = \sum_{k|N}^{j_{\min}+1} \sum_{j|1}^{k-1} \frac{\hbar^2 \gamma^2}{r_{jk}^3} \left\{ \hat{S}_j \hat{S}_k - 3 \frac{(\hat{S}_j \vec{r}_{jk})(\hat{S}_k \vec{r}_{jk})}{r_{jk}^2} \right\} \quad (3.14)$$

<sup>16</sup> Dowód inwariantności śladu macierzy względem transformacji współrzędnych można znaleźć w książce Neumanna [16].

<sup>17</sup> Wyprowadzenie wzoru na energię oddziaływań między dwoma dipolami magnetycznymi  $\vec{\mu}_1 = \hbar\gamma\vec{S}_1$  i  $\vec{\mu}_2 = \hbar\gamma\vec{S}_2$  znajdzie czytelnik w każdym podręczniku elektrodynamiki klasycznej np. w książce [29].

skracaając go do postaci:

$$\hat{H}'_d = \sum_{k|N}^{j_{\min}+1} \sum_{j|1}^{k-1} \frac{\hbar^2 \gamma^2}{r_{jk}^3} \cdot \frac{1}{2} (3 \cos^2 \vartheta_{jk} - 1) (\hat{S}_j \hat{S}_k - 3 \hat{S}_{zj} \hat{S}_{zk}). \quad (3.15)$$

We wzorach (3.14) i (3.15)  $\gamma$  jest współczynnikiem magnetogirycznym,  $\hat{S}_j$  i  $\hat{S}_k$  — operatory spinu odpowiednio jonów  $j$ -tego i  $k$ -tego  $\hat{r}_{jk}$  — wektor położenia łączący jony  $j$ -ty i  $k$ -ty,  $\vartheta_{jk}$  — kąt zawarty między kierunkiem osi  $z$  (kierunkiem stałego pola magnetycznego) i kierunkiem wektora  $\hat{r}_{jk}$ .

„Obcięcie“ to jest związane z tym, że pozostała część hamiltonianu oddziaływań dipolowych warunkuje pojawienie się krzywych rezonansowych harmonicznych w stosunku do krzywej podstawowej występującej na częstości larmorowskiej  $\nu_0 = \frac{\gamma H_0}{h}$ . Dlatego też chcąc analizować momenty krzywej podstawowej błędne byłoby uwzględnianie całego hamiltonianu oddziaływań dipolowych. Konieczność jednak „obcinania“ tego hamiltonianu uniemożliwia przeanalizowanie za pomocą teorii Van Vlecka zagadnień związanych z crossrelaksacją [27], czy z bardzo ciekawym problemem wpływu oddziaływań wymiennych jonów paramagnetycznych o różnych współczynnikach rozszczepienia spektroskopowego  $g$ , na przesunięcie położenia krzywych rezonansowych [28].

Ogólniej, bez założenia upraszczającego, dotyczącego temperatury układu spinowego paramagnetyka, problem kształtu krzywej rezonansowej przeanalizowali jako pierwsi Pryce i Stevens [4], którzy w swych wzorach definicyjnych dla momentów krzywej korzystają z formalizmu operatorów rzutowych<sup>18</sup>. Wzory podane przez nich mają następującą postać:

Moment zerowy (powierzchnia zawarta pod krzywą):

$$\langle \nu^0 \rangle = \sum_{\alpha, \beta} \exp\left(-\frac{E_\alpha}{kT}\right) \text{Tr} \hat{P}_\alpha \hat{M} \hat{P}_\beta \hat{M}. \quad (3.16)$$

Moment pierwszy (przesunięcie środka krzywej rezonansowej względem położenia, które zajmowałaby ta krzywa gdyby nie było oddziaływań dipolowych):

$$\langle \nu^1 \rangle = \sum_{\alpha, \beta} \exp\left(-\frac{E_\alpha}{kT}\right) \text{Tr} (\hat{P}_\beta \hat{W} \hat{P}_\beta \hat{M} \hat{P}_\alpha \hat{M} - \hat{P}_\alpha \hat{W} \hat{P}_\alpha \hat{M} \hat{P}_\beta \hat{M}). \quad (3.17)$$

Moment drugi (szerokość krzywej):

$$\langle \nu^2 \rangle = \sum_{\alpha, \beta} \exp\left(-\frac{E_\alpha}{kT}\right) \text{Tr} (\hat{P}_\beta \hat{W} \hat{P}_\beta \hat{W} \hat{P}_\beta \hat{M} \hat{P}_\alpha \hat{M} - 2 \hat{P}_\alpha \hat{W} \hat{P}_\alpha \hat{M} \hat{P}_\beta \hat{W} \hat{P}_\beta \hat{M} + \hat{P}_\alpha \hat{W} \hat{P}_\alpha \hat{W} \hat{P}_\alpha \hat{M} \hat{P}_\alpha \hat{M}), \quad (3.18)$$

<sup>18</sup> Operatorem rzutowym nazywa się każdy liniowy operator hermitowski, dla którego spełnione jest równanie  $\hat{P}^2 = \hat{P}$ . Operator ten ma tylko dwie wartości własne, równe odpowiednio 0 i 1 [16]. Przykładem operatora rzutowego może być operator  $\hat{P}_\alpha = |\alpha\rangle \langle \alpha|$  rzutujący dowolny stan  $|u\rangle$  określony w przestrzeni Hilberta  $R$  w stan  $|u_\alpha\rangle = |\alpha\rangle \langle \alpha| u\rangle$ , należący do podprzestrzeni  $S$  w przestrzeni  $R$ .

gdzie sumowanie we wzorach powyższych jest prowadzone po wszystkich wartościach  $\alpha$  i  $\beta$  takich, że  $E_\alpha - E_\beta = h\nu$ ,

$\hat{W}$  — operator oddziaływań spin-spin,

$\hat{M}$  — operator zaburzający, powodujący przejścia kwantowe w układzie spinowym w zmiennym polu elektromagnetycznym o częstotliwości rezonansowej  $\nu$ .

$\hat{P}_\beta$  i  $\hat{P}_\alpha$  — operatory rzutowe opisujące zbiory zwyrodniałych stanów układu spinowego o energiach odpowiednio równych  $E_\beta$  i  $E_\alpha$

Czynnik  $\exp\left(-\frac{E_\alpha}{kT}\right)$  jest związany z wyrażeniem  $P_n - P_{n'}$  we wzorze (3.3).

Stosunki wyrażeń (3.17) do (3.16) i (3.18) do (3.16) dają odpowiednio pierwszy i drugi moment średni  $\langle \nu^1 \rangle_{av}$  i  $\langle \nu^2 \rangle_{av}$ .

Formalizm operatorów rzutowych zastosowali również Kambe i Usui [17] w celu przekształcenia wzoru (3.3) do postaci nadającej się do bezpośrednich obliczeń. Otrzymali oni podobne do (3.16), (3.17) i (3.18) wzory na momenty krzywej rezonansowej, które jednak doprowadzili następnie do innej postaci niż Pryce i Stevens, przyjmując dalsze uproszczenie dotyczące macierzy statystycznej figurującej we wzorze (3.4). Założyli mianowicie, że wartości własne operatora energii układu spinowego paramagnetyka, figurujące w wykładniku potęgowym poszczególnych elementów diagonalnych macierzy statystycznej (3.4) są po prostu wartościami własnymi operatora energii jednego izolowanego od otoczenia jonu paramagnetycznego, co sprowadza się do przyjęcia przybliżenia jednoatomowego dla funkcji falowej. Uproszczenie powyższe prowadzi do wyników tym bardziej błędnych, im w niższej temperaturze znajduje się układ spinowy paramagnetyka. Wyniki uzyskiwane za pomocą wzorów Kambe i Usui są zupełnie błędne poniżej temperatury Curie, gdy w układzie spinowym mogą się pojawić efekty ferro- lub antyferromagnetyczne.

Inne obszernie wyprowadzenie wzorów (3.16)—(3.18) i upraszczające przekształcenie ich przy odpowiednich założeniach podali McMillan i Opęchowski [18]. Pracę ich można uważać za uogólnienie prac Van Vlecka [3] oraz Pryce'a i Stevensa [4], gdyż wykazali oni, że istnieje nie znikający pierwszy moment krzywej rezonansowej przy niskich temperaturach, a także zależność temperaturowa drugiego momentu<sup>19</sup>. Obliczenia przeprowadzone przez McMillana i Opęchowskiego dla fluorokrzemianu niklu wykazały, że wspomniane zależności temperaturowe momentów istnieją i poniżej temperatury 10°K, gdzie wzory Van Vlecka są zupełnie nieprzydatne.

Wyliczenie dla konkretnej substancji paramagnetycznej nawet pierwszych dwóch momentów krzywej rezonansowej wymaga sumowania poszczególnych wyrażeń wchodzących do hamiltonianu układu spinowego, po wielu jonach magnetycznych w kryształach. Nawet założenie o ograniczonym zasięgu oddziaływań międzyspinowych nie czyni tych obliczeń łatwiejszymi i krótszymi. Dlatego też w artykule tym nie zostaną podane żadne przykładowe obliczenia.

<sup>19</sup> Ostatnio I. Svare (Phys. Rev, 138 nr 6A, s. A1718, 1965) wyliczył trzeci moment linii absorpcyjnej ERP w niskich temperaturach.

Zainteresowanym czytelnikom można polecić tylko lekturę podręczników Pake'a [19] i Löscheho [20], w których wykonane są szczegółowe obliczenia momentów krzywych rezonansowych.

#### 4. Krytyka metody momentów

W wielu konkretnych przypadkach można korzystając z wzorów Van Vlecka, czy Pryce'a i Stevensa obliczyć momenty krzywych absorpcji paramagnetycznej na podstawie założonego modelu procesów mikroskopowych zachodzących w czasie rezonansu w kryształach paramagnetycznym (nazwijmy te momenty fizycznymi, teoretycznymi). Można następnie porównać otrzymane wyniki z momentami obliczonymi na podstawie wzoru (2.7) przy założonej postaci funkcji  $f(\nu)$  kształtu krzywej absorpcyjnej np. lorentzowskiej (1.2) czy gaussowskiej (1.3) (nazwijmy te momenty matematycznymi). Porównanie momentów fizycznych teoretycznych z matematycznymi powinno, jak się wydaje, dawać informację, czy założony mechanizm procesów mikroskopowych jest właściwym mechanizmem prowadzącym do powstawania w rezonansie takiej, a nie innej krzywej absorpcyjnej. Na przeszkodzie temu stoi jednak, jak to zauważył Grant [21], niejednoznaczność, jaka powstaje przy odtwarzaniu funkcji kształtu  $f(\nu)$  według wzorów (2.10) i (2.5) na podstawie znajomości tylko skończonej ilości momentów krzywej absorpcyjnej.

Otóż nawet intuicyjnie, bez wnikania w rozważania matematyczne przeprowadzone w pracy [21] można podać następujące istotne argumenty potwierdzające powyższe stwierdzenie:

a) Czynniki  $x^k$  pod całką we wzorze (2.7) wpływa najsilniej na zachowanie się (w stosunku do obliczonego momentu) funkcji  $f(x)$  w obszarze wielkich wartości  $x$ . Dlatego też jakiegokolwiek zniekształcenie funkcji  $f(x)$  w pobliżu początku układu współrzędnych może być skompensowane (z punktu widzenia obliczanej wartości momentu) przez dowolnie małą korektę tej funkcji, wykonaną dostatecznie daleko od początku układu współrzędnych. Inaczej mówiąc, wartość  $a_k$  może być zmieniona w sposób dowolny przez dowolnie małą zmianę funkcji  $f(x)$  zachodzącą w dostatecznie dużej odległości od początku układu współrzędnych.

b) Momenty funkcji  $f(x)$  są zasadniczo współczynnikami w szeregu MacLaurina jej transformaty fourierowskiej  $\varphi(t)$ . Jeżeli dwie funkcje  $f_1(x)$  i  $f_2(x)$  mają podobne momenty, to nie  $f_1(x)$  i  $f_2(x)$ , lecz  $\varphi_1(t)$  i  $\varphi_2(t)$  zachowują się podobnie w pobliżu początku układu współrzędnych. Nie można zatem wyciągać żadnych wniosków odnośnie do  $f_1(x)$  i  $f_2(x)$ , które to funkcje zależą od kształtu funkcji  $\varphi(t)$  nie tylko w pobliżu  $t = 0$ , ale z tą samą wagą statystyczną od  $\varphi(t)$  w całym przedziale  $-\infty < t < +\infty$ . Natomiast asymptotyczne zachowanie się funkcji  $\varphi(t)$  nie może być wywnioskowane z pierwszych współczynników w rozwinięciu wokół początku układu współrzędnych.

c) Pozostaje oczywiście słuszne twierdzenie, że gdy znane są wszystkie momenty funkcji  $f(x)$  to znana jest i sama funkcja  $f(x)$ . Należy jednak przy

tym uwzględniać następujące dwa fakty. Po pierwsze, jest istotna różnica między znajomością momentów typu  $a_{2k} = \frac{(-1)^n}{n!}$  i znajomością skończonej liczby momentów  $a_0, a_1, a_2, \dots, a_N$ . W pierwszym przypadku znamy cały szereg do nieskończoności i dlatego znana jest dokładnie funkcja  $\varphi(t)$ , a w drugim przypadku znane jest przybliżenie funkcji  $\varphi(t)$ , ważne w pobliżu  $t = 0$ . Dlatego też nie jest słuszne twierdzenie, że gdy znane jest wiele momentów, to znana jest „prawie“ funkcja  $f(x)$ . Po drugie, nawet gdy znane są wszystkie współczynniki w szeregu Maclaurina dla  $\varphi(t)$ , to pozostaje jeszcze do rozwiązania problem zsumowania tego szeregu, w celu obliczenia całki fourierowskiej z  $\varphi(t)$  tzn.  $f(x)$ . Żaden bowiem szereg Maclaurina nie jest zbieżny jednostajnie w nieskończonym przedziale [21], w konsekwencji czego nie można zamienić kolejności sumowania i całkowania przy obliczaniu  $f(x)$ . W konkretnym przypadku momentów postaci  $a_{2k} = \frac{(-1)^n}{n!}$  należy przejść do przedstawienia funkcyjnego dla szeregu Maclaurina (2.10), tzn. do postaci  $\exp(-t^2)$ , co jest warunkiem umożliwiającym obliczenie całki (2.5).

Jak wykazał Hamburger [22], momenty funkcji  $f(x)$  są związane z asymptotycznym zachowaniem się tej funkcji, tzn. mogą one być przedstawione przez rozwinięcie funkcji  $f(x)$  w nieskończoności. Konkretnie dla parzystych  $k$ , moment  $a_k$  jest granicą wyrażenia  $2C_k(S)$ , gdzie

$$C_k(S) = \sum_{i=0}^{\infty} (-1)^i \left( \frac{d^i f(x)}{dx^i} \right)_{x=S} \frac{k!}{(k+i+1)!} \cdot S^{k+i+1}, \quad (4.1)$$

jeżeli  $S$  dąży do nieskończoności. Nie ma jednak żadnych związków pomiędzy momentami i rozwinięciem funkcji  $f(x)$  w otoczeniu jakiegoś skończonego punktu. Zatem pierwsze momenty określają zachowanie się funkcji  $f(x)$  w nieskończoności, a tylko znajomość całego nieskończonego zbioru momentów i cech zbieżności tego zbioru umożliwia wyciąganie wniosków dotyczących funkcji  $f(x)$  przy zbliżaniu się do  $x = 0$ .

W pracy [21] podano wykresy i równania wielu różnych funkcji, które mają pierwsze momenty identyczne. Charakterystyczne jest, że zwłaszcza w pobliżu  $x = 0$ , funkcje  $f(x)$  różnią się w sposób zasadniczy. I tak funkcje

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right), \quad (4.2)$$

$$f(x) = 0,5P_0(x) - 0,65P_2(x) + 0,5P_4(x), \quad (4.3)$$

gdzie  $P_i$  są wielomianami Legendre'a,

$$f(x) = \begin{cases} \frac{C}{\pi a} \left( \frac{a^2}{a^2 + x^2} + \varepsilon \right) & \text{dla } |x| < T \\ 0 & \text{dla } |x| \geq T, \end{cases} \quad (4.4)$$

gdzie  $C, a, \varepsilon$  i  $T$  — stałe o określonych wartościach mają wszystkie te same momenty  $a_0 = 1, a_2 = 0,16, a_4 = 0,0768$ .

Z tego, co powyżej napisano, wynika zatem następujący ogólny wniosek: stwierdzenie identyczności momentów fizycznych teoretycznych (których możemy wyznaczyć tylko niewielką liczbę) z momentami matematycznymi nie daje pewności co do tego, że przyjęty model oddziaływań mikroskopowych wewnątrz kryształu paramagnetycznego warunkuje jednoznacznie założony kształt krzywej rezonansowej. Aby móc stwierdzić, że rzeczywiście założony mechanizm prowadzi tylko do założonej funkcji kształtu (a nie do wielu innych funkcji kształtu) należy oprócz stwierdzenia identyczności momentów fizycznych teoretycznych i momentów matematycznych potwierdzić na innej drodze, np. za pomocą innej teorii kształtu krzywej rezonansowej [5,6], że dany mechanizm jest jedyny dla danej funkcji kształtu.

Potwierdzenie takie w stosunku do pracy [3] przeprowadzono w pracach [5] dla krzywych gaussowskich i lorentzowskich, za pomocą metody korelacyjnej kształtu krzywej. Stwierdzono, że gdy w układzie spinowym paramagnetyka istnieją silne oddziaływania wymienne, to krzywa rezonansowa ma kształt lorentzowski, a gdy oddziaływania wymienne są słabe i główną rolę odgrywają oddziaływania dipolowe, to krzywa rezonansowa ma kształt gaussowski.

W praktyce doświadczalnej wyznaczenie różnych momentów mierzonej krzywej rezonansowej (np. przez jej numeryczne całkowanie) daje wiele cennych informacji o badanym kryształ paramagnetycznym. I tak np. moment zerowy funkcji kształtu jest związany ze stężeniem w kryształ jonów paramagnetycznych uczestniczących w zjawisku rezonansu. Moment drugi i czwarty natomiast pozwalają wnioskować o charakterze oddziaływań spin-spin w kryształ paramagnetycznym<sup>20</sup>. Ponieważ jednak większość teoretycznych funkcji kształtu krzywych rezonansowych jest rozciągnięta w obszarze zmian częstości od 0 do  $\infty$ , a krzywe doświadczalne są mierzone w skończonym obszarze zmian częstości, oczywiste jest, że powstają przy pomiarach doświadczalnych tzw. błędy obciążenia krzywej rezonansowej. Problem ten przedyskutowany został w pracy [23] dla najczęściej występujących kształtów lorentzowskiego i gaussowskiego.

Błędy doświadczalne powstają również w wyniku efektów modulacyjnych związanych z niemal powszechnie stosowaną eksperymentalną techniką modulacji stałego pola magnetycznego, w którym znajduje się badana próbka. Zagadnienie to przeanalizowano w pracach [24] i [25].

Ciekawy problem zniekształceń, jakie wnosi do założonego teoretycznego kształtu krzywej rezonansowej zbyt mała liczba obliczonych momentów fizycznych teoretycznych, został przeanalizowany w pracy [26].

Reasumując ocenę metody momentów można stwierdzić, że ma ona wiele wad uniemożliwiających powszechne jej stosowanie do analizy kształtu krzywych rezonansowych. I tak nie nadaje się do tego, aby: a) wyłącznie za jej pomocą odtworzyć kształt krzywej rezonansowej, b) analizować wpływ zjawisk

<sup>20</sup> Porównanie momentów doświadczalnych z momentami matematycznymi dla krzywej lorentzowskiej czy gaussowskiej daje jednoznaczną informację o charakterze oddziaływań międzyspinowych w paramagnetyku.

relaksacji spin-siatka (zwłaszcza crossrelaksacji) na kształt krzywych rezonansowych, c) analizować tzw. wymienne przesunięcie krzywych rezonansowych dla przypadku różnych jonów magnetycznych w kryształach paramagnetycznym, d) bezbłędnie obliczyć momenty krzywej na podstawie danych doświadczalnych, a to ze względu na skończoną rozciągłość krzywych doświadczalnych na skali częstości.

Jednak pomimo tych wad niewątpliwą zaletą metody momentów jest to, że względnie prosto pozwala obliczyć momenty krzywej rezonansowej na podstawie założonego mechanizmu oddziaływań międzyspinowych. Pozwala również na porównanie momentów wyznaczonych doświadczalnie z momentami teoretycznymi krzywych gaussowskich czy lorentzowskich, z czego można wnioskować o charakterze oddziaływań międzyspinowych w badanej próbce.

Biorąc pod uwagę dużą trudność bezpośredniego pomiaru kształtu krzywej rezonansowej, czy bezpośredniego teoretycznego wyznaczenia funkcji  $f(\nu)$ , metoda momentów może być uważana za najprostszą, aczkolwiek przybliżoną metodę analizy kształtu krzywej absorpcyjnej rezonansu paramagnetycznego.

#### The Method of Moments in the Theory of Electron Paramagnetic Resonance

*Abstract:* In this paper the mathematical and physical principles of the moments method of analysis of the paramagnetic resonance absorption line shape and the range of its application and usefulness are reviewed.

In the introductory part the build-up mechanism of the definite width of the electron paramagnetic resonance absorption line is discussed and basic information on the spin system of paramagnetic crystal contained in the shape of this line is given. The second part covers the definitions of some selected notions from the probability theory connected intimately with the moments method. Also, an exact description of the basic mathematical ideas involved in this method is given.

The physical formulas giving the moments of the absorption line have been derived in the third part of this paper use being made of the theories of Van Vleck [3], Pryce and Stevens [4], Kambe and Usui [17] as well as that of McMillan and Opechowski [18].

The analysis of the usefulness and range of application of the moments method is given in the final part of the paper. The analysis based on papers of Grant [21] and Anderson and Weiss [5] leads to the conclusion that the moment method, despite its many faults, is still the simplest, though an approximate, method of analysis of the paramagnetic resonance absorption line shape.

#### Literatura

- [1] L. D. Stiepin, *Wstęp do radiofizyki kwantowej*, PWN, Warszawa 1966.
- [2] F. Bloch, *Phys. Rev.*, **70**, 460 (1946).
- [3] J. H. Van Vleck, *Phys. Rev.*, **74**, 1168 (1948).
- [4] M. H. L. Pryce, K. W. H. Stevens, *Proc. Phys. Soc.*, A **63**, 36 (1950).
- [5] P. W. Anderson, P. R. Weiss, *Rev. Mod. Phys.*, **25**, 269 (1953); P. W. Anderson, *J. Phys. Soc. Japan*, **9**, 316 (1954); R. Kubo, *J. Phys. Soc. Japan*, **9**, 935 (1954).
- [6] R. Kubo, K. J. Tomita, *J. Phys. Soc. Japan*, **9**, 888 (1954).
- [7] У. Х. Копвиллем, Б. Р. Нагибаров, *Физ. Тв. Тела*, **5**, 2940 (1963).

- [8] M. Herman, *Postępy Fizyki*, **16**, 139 (1965).
- [9] S. A. Altszuler, B. M. Kozyriew, *Elektronowy rezonans paramagnetyczny*, PWN, Warszawa 1965.
- [10] W. Heitler, *Kwantowa teoria promieniowania* PWN, Warszawa 1959.
- [11] H. Cramer, *Metody matematyczne w statystyce*, PWN, Warszawa 1958.
- [12] W. Rubinowicz, *Kwantowa teoria atomu*, PWN, Warszawa 1957.
- [13] J. Waller, *Z. Phys.*, **79**, 370 (1932).
- [14] L. J. F. Broer, *Physica*, **10**, 801 (1943).
- [15] P. A. M. Dirac, *The principles of quantum mechanics*, Clarendon Press, Oxford 1958.
- [16] J. V. Neumann. *Matematyczne Grundlagen der Quantenmechanik*, Springer, Berlin 1932.
- [17] K. Kambe, T. Usui, *Progr. Theor. Phys.*, **8**, 302 (1952).
- [18] M. McMillan, W. Opechowski, *Canad. J. Phys.*, **38**, 1168 (1960).
- [19] G. E. Pake, *Paramagnetic resonance*, Benjamin, N. York, 1962.
- [20] A. Lösche, *Kerninduktion*, VEB, Ver. Wissensch., Berlin 1958.
- [21] W. J. C. Grant, *Physica*, **30**, 1433, (1964).
- [22] H. Hamburger, *Math. Ann.* **81**, 235 (1920), **82**, 120 (1920).
- [23] H. S. Judeikis, *J. Appl. Phys.*, **35**, 2615 (1964).
- [24] E. R. Andrew, *Phys. Rev.*, **91**, 425 (1953).
- [25] K. Halbach, *Phys. Rev.*, **119**, 1230 (1960).
- [26] A. Wright, *Phys. Rev.*, **76**, 1826 (1949).
- [27] Б. М. Фанн, А. И. Ханин, *Квантовая радиофизика*, Сов. Радио, Москва 1965.
- [28] M. Yokota, S. Koide, *J. Phys. Soc. Japan*, **9**, 953 (1954).
- [29] W. K. H. Panofsky, M. Phillips, *Classical electricity and magnetism*, Addison-Wesley P. C., Cambridge Mass. 1961.



Jerzy M. Konarski

Uniwersytet Jagielloński  
Katedra Chemii Teoretycznej

## Problemy kwantowej biofizyki — struktura białka

### 1. Wstęp

Początków biofizyki należy szukać w pracach włoskiego lekarza Galvaniego. Jego znane doświadczenie z udem żabim, będące podstawą pod późniejsze prace Volty nad ogniwem elektrycznym, było pierwszym, o którym wiemy, doświadczeniem biofizycznym. Wykazało ono drażniący wpływ prądu elektrycznego na mięsień.

Lata 1800 przynoszą prace Younga nad optyką oka, pracą aparatu akomodacyjnego oka oraz nad widzeniem barwnym. Z kolei prace Helmholtza ugruntowują, uznawaną jeszcze dzisiaj (porównaj [1]), trójreceptorową teorię widzenia barwnego. Mayer i jego następcy zaczynają badać widma związków „biologicznych“ oraz porównywać je z widmem związków nieorganicznych.

Na początku XX wieku zainteresowania fizyków skupiają się na zupełnie innych zagadnieniach. Tworzy się nowe rozdziały fizyki, w biofizyce praktycznie nie robi się nic.

Renesans biofizyki następuje znowu koło roku 1930. Hartline, Harttridge badają widzenie barwne. Astbury zaczyna stosować analizę rentgenograficzną do badań budowy makromolekuł biologicznie czynnych. Pojawiają się pierwsze prace ze struktury kwasów nukleinowych, białek, enzymów itp. Początkowo biofizyka, traktowana jako dział badania obiektów biologicznych metodami fizyki, zaczęła się usamodzielniać.

Po II wojnie światowej, kiedy mikroskop elektronowy, analiza rentgenograficzna i mikrofałe stały się normalnym narzędziem pracy naukowca ugruntowała się nowa gałąź biofizyki, biofizyka molekularna. Ze względu na kierunek badań obejmuje ona genetykę molekularną, biofizykę strukturalną itp. W obecnej chwili „komórek“ biofizyki narosło tak wiele, że wydaje się rozsądne całą naukę zajmującą się dużymi drobinami biologicznie czynnymi nazwać po prostu *biologią molekularną*. Z tym, że tak jak każda wiedza współczesna ma, z grubsza biorąc dwa aspekty, tak i biologię molekularną podzielić można na teoretyczną i doświadczalną. Ponieważ zasadniczym narzędziem pracy nad drobinami jest mechanika kwantowa, więc stąd termin *kwantowa biologia molekularna*.

W niniejszym artykule, zgodnie z tytułem, interesować się będziemy właśnie stosowaniem mechaniki kwantowej do biologii molekularnej. Czytelników interesujących się innymi działami biofizyki odsyłam do [2] czy [3].

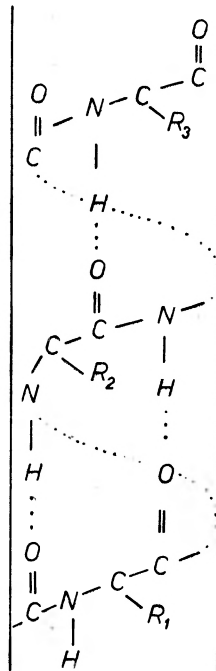
W dalszej części zajmiemy się strukturą oraz pasmami energetycznymi w białku. Omówione też zostaną problemy budowy oraz własności kwasu *DNK*, oraz zasygnalizowana będzie próba wyjaśnienia jego roli w tworzeniu mutantów.

## II. Poziomy energetyczne i budowa białka

### 1. Ogólna charakterystyka białek

Białka występujące w przyrodzie można, z grubsza, podzielić na dwa zasadnicze typy: białka fibilarne i białka globularne.

Cechą charakterystyczną pierwszych jest budowa włóknista. Elektronowo-mikroskopowe zdjęcia tych białek pokazują je jako szeregi cząstek ustawionych jedna za drugą. Do tego typu białek należą białka grupy *k-m-f-e*, jak

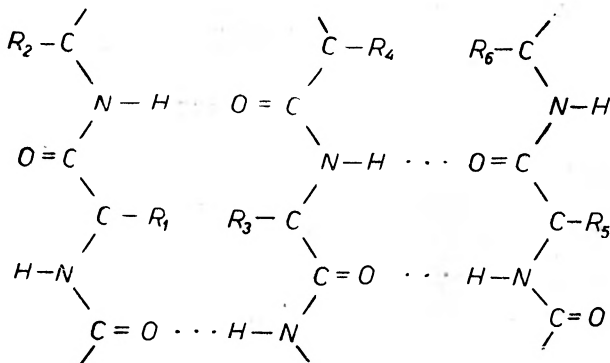


Rys. 1. Schemat białka struktury — *helix*.  $R_i$  oznaczają różne reszty aminokwasowe występujące w tym białku

np. kolagen, fibroina, aktyn czy miozyn [4]. Budowę fibilarną posiadają też wszystkie syntetyczne polipeptydy jak np. poli-*L*-alanina [5] czy poli-*L*-prolina [6]. Większość z tych białek jak wykazują badania rentgenograficzne [7],

mają strukturę  $\alpha$ -*helix*<sup>1</sup>, zaproponowaną przez Paulinga i Coreya [8]. (por. rys. 1). Warto podkreślić kilka ciekawych własności tej struktury. Otóż gdy na jednostkowy obrót jej przypada 3,6 reszt aminokwasowych, to

- a) każda grupa  $\text{—C=O}$  i  $\text{—N—H}$  tworzą ze sobą wiązanie wodorowe  $\text{—C=O} \dots \text{H—N—}$ ,  
 b) grupy peptydowe  $\begin{array}{c} \text{O} \\ \parallel \\ \text{C—N} \\ | \\ \text{H} \end{array}$  są płaskie, co jest potwierdzone doświadczalnie [9],  
 c) odległości między sąsiednimi resztami aminokwasowymi są takie same.



Rys. 2. Schemat białka struktury płaskiej.  $R_i$  oznaczają różne reszty aminokwasowe występujące w białku

Gdy zaś liczba reszt aminokwasowych jest większa, nie znajdzie żadna z wyżej wymienionych własności. Te własności powodują, że właśnie ta  $\alpha$  lub  $\beta$ -*helix* struktura jest najtrwalsza i najlepiej energetycznie uzasadniona. Choć najlepsza, nie jest ona jednak trwała zawsze. Znane są przypadki przechodzenia ze stanu liniowego do *helix* i odwrotnie pod wpływem zmiany  $pH$  środowiska, naświetlania nadfioletem itp. [10]. Przejścia takie związane są z tworzeniem się lub rozrywaniem mostków wodorowych między grupami  $\text{C=O}$  i  $\text{N—H}$ .

Oprócz białek typu *helix* istnieją także białka o strukturze płaskiej (*plaeted sheet*). Taką budowę posiada np. fibroina jedwabiu [11]. W takich białkach wiązania wodorowe powstają między poszczególnymi włóknami białka.

Blżej zagadnienia te omawia Neurath i Baily [4] czy Tanford [12].

## 2. Model teoretyczny Evansa i Gergely

Pierwszą teoretyczną próbą przebadania poziomów energetycznych białek była praca Evansa i Gergely [13]. Opierała się ona na metodzie  $HMO$ <sup>1</sup>.

<sup>1</sup> Należałoby napisać strukturę  $\alpha$ -spiraali, lecz termin  $\alpha$ -*helix* jest tak popularny w literaturze naukowej, że wprowadzenie polskiego odpowiednika miałoby chyba taki sam sens, jak zastąpienie terminu spin odpowiednikiem polskim.

<sup>2</sup>  $HMO$  skrót oznaczający metodę orbitali molekularnych przy założeniach Hückla, które zdefiniowane są wzorami (4').

Nie od rzeczy będzie przedstawić krótki zarys metody bardzo popularnej w chemii kwantowej dużych drobin, zwanej metodą Hückla (w skrócie *HMO*). Zaproponowana przez Hückla [14], rozwinięta przez Longuet-Higginsa i Coulsona [15], jest najwzszechstronniejszą metodą stosowaną do wyjaśnienia własności dużych drobin (porównaj [16]).

Podstawą jej jest wzór na spodziewaną wartość energii

$$E = \frac{\langle \Phi | H | \Phi \rangle}{\langle \Phi | \Phi \rangle}, \quad (1')$$

gdzie  $|\Phi\rangle$  jest orbitalem molekularnym drobin

$H$  — uśrednionym jednoelektronowym hamiltonianem. W tej metodzie orbital molekularny drobin  $\pi$ -elektronowej przyjmuje się w postaci liniowej kombinacji orbitali  $2p_z$  wszystkich atomów uczestniczących w wiązaniu podwójnym. Czyli

$$\Phi = \sum_{n=1}^N c_n \varphi_n, \quad (2')$$

gdzie współczynniki  $c_n$  określane są z warunku minimalizacji energii danej wzorem (1) przy użyciu funkcji (2).

$\varphi_n$  zaś są unormowanymi  $2p_z$  orbitalami atomowymi, których jest  $N$  a więc tyle samo, ile atomów w drobinie. Podstawiając (2) do (1) i minimalizując względem zbioru  $c_n$  otrzymamy równanie na te właśnie współczynniki postaci

$$\begin{aligned} 0 &= c_1(\alpha_1 - E) + c_2(\beta_{12} - S_{12}E) + c_3(\beta_{13} - S_{13}E) + \dots + c_N(\beta_{1N} - S_{1N}E) \\ 0 &= c_1(\beta_{21} - S_{21}E) + c_2(\alpha_2 - E) + c_3(\beta_{23} - S_{23}E) + \dots + c_N(\beta_{2N} - S_{2N}E) \\ &\vdots \\ 0 &= c_1(\beta_{N1} - S_{N1}E) + \dots \qquad \dots + c_N(\alpha_N - E) \end{aligned} \quad (3')$$

gdzie

$$\begin{aligned} \alpha_i &= \langle \varphi_i | H | \varphi_i \rangle && \text{całka kulombowska,} \\ \beta_{ij} &= \langle \varphi_i | H | \varphi_j \rangle && \text{całka wymienna,} \\ S_{ij} &= \langle \varphi_i | \varphi_j \rangle && \text{całka przenikania.} \end{aligned} \quad (4)$$

W celu obliczenia energii należy przyrównać do zera wyznacznik utworzony z wyrażeń stojących przed szukanymi współczynnikami  $c_n$ . Otrzymamy stąd równanie  $N$ -tego stopnia na energię  $E$ . W metodzie Hückla wyznacznik ten upraszcza się na skutek następujących założeń:

- wszystkie całki kulombowskie dla homojądrowej drobin są takie same, czyli  $\alpha_1 = \alpha_2 = \dots = \alpha_N = \alpha$ ,
- uwzględniamy całki rezonansowe tylko między sąsiadami i dla drobin, w której takie same atomy łączone są podwójnym wiązaniem, przyjmujemy, że wszystkie całki rezonansowe są równe, czyli  $\beta_{12} = \beta_{23} = \dots = \beta_{k,k+1} = \beta$  i  $\beta_{ij} = 0$  gdy  $i \neq j \pm 1$ ,
- zaniedbujemy udział całki przenikania kładąc  $S_{ij} = \delta_{ij}$ .

Przy tych założeniach wyznacznik z wyrażeń przed współczynnikami  $c_n$  znacznie się uprości i przyjmie postać

$$\begin{vmatrix} \alpha - E, \beta, 0 \dots \\ \beta, \alpha - E, \beta, 0 \dots \\ \dots \dots \dots \\ \dots \beta, \alpha - E \end{vmatrix} = 0. \quad (5')$$

Z równania (5) otrzymujemy  $N$  pierwiastków  $E$  wyrażonych poprzez całki  $\alpha$  i  $\beta$ , które uważamy jako parametry dobierane z doświadczenia. Mając wartości  $E$  z równania (3) wyznaczamy współczynniki  $c_n$ . Z wymaganiami unormowania funkcji  $\Phi$  zadanej w postaci (2) otrzymujemy brakujący warunek do jednoznacznego wyznaczenia  $c_n$ .

W przypadku, gdy w drobinie oprócz atomów jednego typu występują inne, łączone z tymi wiązaniem podwójnym postępujemy analogicznie, z tym, że zmieniamy postać całek kulombowskich i wymiennych. Uwzględniamy mianowicie fakt różnej elektronegatywności atomów co spowoduje, że

$$\alpha_w = \alpha_c + k_w \beta_c \quad (6')$$

$$\beta_w = h_w \beta_c, \quad (7')$$

gdzie  $\alpha_c, \beta_c$  całki kulombowskie i wymienne dla atomu węgla (ściśle dla atomu węgla w benzenie),

$\alpha_w, \beta_w$  całki kulombowskie i wymienne dla heteroatomów,

$k_w, h_w$  — parametry dobierane empirycznie.

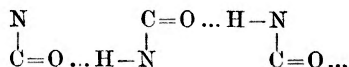
Dobór parametrów  $k_w$  i  $h_w$  jest dość dowolny i zależy od konkretnego problemu (patrz [15], [17], [18]).

Rozwiązanie równania (5) daje poziomy energetyczne. Ponieważ na każdym orbitalu, zgodnie z zakazem Pauli'ego, mogą być dwa elektrony, więc  $N/2$  poziomów jest obsadzona, zaś  $N/2$  wolna. Zmiana energii związana z przejściem z najwyższego obsadzonego do najniższego nieobsadzonego mierzona jest doświadczalnie w postaci tzw. pasma  $N-V$ . Drugą wielkością, którą możemy porównywać z doświadczeniem jest długość wiązania. Jest ona prostą funkcją tak zwanego rzędu wiązania [19] określonego jako

$$p_{ij} = \sum_{i < j} n_i c_i c_j, \quad (8')$$

gdzie  $n_i$  — współczynnik zapelnienia orbitali  $i$ -tego równy 2, 1, 0;  $c_i, c_j$  — współczynniki otrzymane z równania (3').

Wspomniani już Evans i Gergely [13] uznali białko za polien utworzony z grup peptydowych sprzężonych między sobą poprzez mostki wodorowe. Czyli jako model przyjęli oni schemat



Przy czym tlen i węgiel dostarczają po jednym  $\pi$  elektronie, zaś azot dwa  $\pi$  elektrony zlokalizowane na poziomie  $2p_z$ , jako tzw. swobodna para. Za takim rozmieszczeniem  $\pi$  elektronów przemawiają pomiary Corey'a i Paulinga [20], dowodzące płaskości wiązania peptydowego oraz podające kąty HNC i OCN, wynoszące po  $120^\circ$ , co dowodzi hybrydyzacji  $sp^2$ .<sup>3</sup>

Funkcja falowa białka przyjęta została jako suma orbitali  $2p_z$  wszystkich O, C, N z grup peptydowych, występujących w przyjętym modelu, przy czym nie uwzględnia się obecności wodoru w mostku wodorowym.

Rachunki wykonane metodą *HMO* dają trzy pasma energetyczne o szerokości od 0,1—0,3 eV. Przy czym dwa pasma są obsadzone całkowicie, jedno zaś puste. Szerokość pasa wzbronionego między najwyższym obsadzonym a najniższym nieobsadzonym wynosi 3,05 eV (4100 Å).

Wynik ten można porównać z doświadczalnie zmierzonym widmem białka dokonany przez Hunta i Simpsona [21]. Uzyskali oni na przejście  $N-V$ , a więc takie jakie było liczone przez Evansa i Gergely, wartość 1850 Å

<sup>3</sup> Hybrydyzacją nazywamy zjawisko polegające na wymieszaniu się orbitali danej konfiguracji, np.  $sp^2$ , i utworzenie wypadkowych orbitali o własnościach kierunkowych.

czyli energię 6,705 eV. Wynik ten jest wyraźnie sprzeczny z przewidywaniami teoretycznymi. Przyczyna tej rozbieżności leży w równorzędnym potraktowaniu wszystkich wiązań uwzględnianych w rachunkach tak walencyjnych, jak i wodorowych. Jest to sprzeczne ze znanym obecnie faktem, że wiązanie poprzez mostek wodorowy jest około dwa rzędy słabsze niż walencyjne.

Z tych względów wyniki prac Evansa i Gergely nie mogły być poprawne.

### 3. Model teoretyczny Yomosa

Zagadnienie budowy białka obu struktur, tj. helikalnej i płaskiej podjęte zostaje w szeregu pracach przez Sigheo Yomosa [22], [23], [24], [25]. Podstawowe założenia są takie same jak w modelu Evansa i Gergely, tj. grupy peptydowe traktowane jako cztery  $\pi$  elektronowe układy, oddziaływające między sobą poprzez mostki wodorowe, przy czym obecność wodoru w mostku nie jest uwzględniana *explicite*.

Istotnie różnica polega na przyjęciu, że oddziaływania między grupami peptydowymi są zaburzeniem. W takim razie białko należy uważać za zbiór

grup peptydowych  $\begin{array}{c} \text{O} \\ \parallel \\ \text{---C---N---} \\ | \\ \text{H} \end{array}$  oddziaływających słabo między sobą. Z tego

względem cały wysiłek przesunięty zostaje na możliwie dokładne obliczenia dla izolowanej grupy peptydowej. Rachunki przeprowadzone zostały kilkoma metodami i dały wyniki pokrywające się.

#### 3.1. Swobodna grupa peptydowa

Dla zaprezentowania „warsztatu“ przedstawione zostaną wyniki uzyskane metodą *HMO*. Jak wiadomo z paragrafu 2 w metodzie *HMO* jako funkcji falowej orbitalu molekularnego używa się liniowej kombinacji atomowych  $2p_z$  orbitali, biorących udział w wiązaniu peptydowym (rys. 3).

$$\Phi = c_1\varphi_1 + c_2\varphi_2 + c_3\varphi_3 \quad (1)$$

z spodziewanej wartości energii

$$E = \frac{\langle \Phi | H | \Phi \rangle}{\langle \Phi | \Phi \rangle}$$

po podstawieniu (1) i zminimalizowaniu względem współczynników  $c$  otrzymamy układ równań, którego rozwiązanie podane przez Yomosa [22] jest następujące:

- a) funkcje falowe orbitali molekularnych swobodnej grupy peptydowej orbital najniższy energetycznie

$$\Phi_1 = 0,367\varphi_1 + 0,526\varphi_2 + 0,767\varphi_3, \quad (2a)$$

orbital najwyższy obsadzony

$$\Phi_2 = 0,799\varphi_1 + 0,244\varphi_2 - 0,549\varphi_3, \quad (2b)$$

orbital nieobsadzony

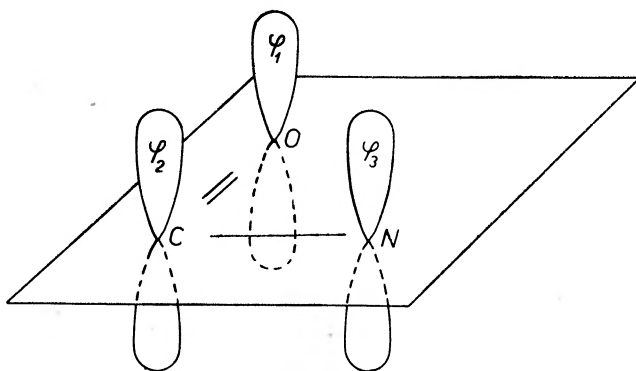
$$\Phi_3 = 0,476\varphi_1 - 0,815\varphi_2 + 0,331\varphi_3, \quad (2c)$$

b) poziomy energetyczne

$$\text{najniższy} \quad E_1 = \alpha_c + 2,26\beta_c, \quad (3a)$$

$$\text{najwyższy obsadzony} \quad E_2 = \alpha_c + 1,13\beta_c, \quad (3b)$$

$$\text{nieobsadzony} \quad E_3 = \alpha_c - 0,89\beta_c, \quad (3c)$$



Rys. 3. Schemat płaskiej grupy peptydowej

Chcąc znać bezwzględne wartości energii poziomów należy zbadać wartości całek  $\alpha_c$  i  $\beta_c$ . Jak wspomniano wyżej są one parametrami przyjmowanymi z danych doświadczalnych. W przypadku drobin  $\pi$  elektronowej określane one są z potencjałów jonizacyjnych. Z zasady Koopmans'a [26] (omówienie por. [27] str. 471) wynika, że energia najwyższego zajętego poziomu jest równa energii jonizacji elektronu z danej drobin. Wartość tej energii dla benzenu i naftalenu liczona metodą *HMO* wynosi odpowiednio  $\alpha_c + \beta_c$  i  $\alpha_c + 0,618\beta_c$ , zaś potencjały jonizacyjne są odpowiednio 9,245 i 8,12 eV. Stąd można znaleźć, że  $\alpha_c = -6,30$  eV,  $\beta_c = -2,95$  eV. Przy takim skalowaniu bezwzględne wartości energii poziomów będą  $E_1 = -12,96$  eV;  $E_2 = -9,63$  eV;  $E_3 = -3,68$  eV. Z przejściem  $N-V$  związana będzie energia  $E_3 - E_2 = 5,95$  eV (2085 Å), zaś doświadczenie [21] daje 6,705 eV (czyli 1850 Å). Uzyskana zgodność z doświadczeniem jest dużo lepsza niż u Evansa i Gergely [13]. Przy czym wynik ten odnosi się do swobodnej grupy peptydowej. Potwierdza to założenie o słabym sprzężeniu grup peptydowych między sobą i jest silnym argumentem za ujęciem Yomosa.

Z współczynników  $e_n$  można obliczyć rząd wiązania określony wzorem (8), a z niego długość wiązania, np. wzorem Coulsona i Gołębiowskiego [28]  $R_{ij} = 1,517 - 0,18p_{ij}$ , gdzie  $R_{ij}$  długość wiązania  $ij$  w Ångstrmach, zaś  $p_{ij}$  rząd wiązania.

Na długości wiązań Yomosa [22] otrzymuje wartości

$$\begin{aligned} R_{OC} &= 1,240 \text{ \AA} \\ R_{CN} &= 1,335 \text{ \AA} , \end{aligned}$$

gdy wartości doświadczalne Corey'a i Paulinga [20] są

$$\begin{aligned} R_{OC} &= 1,24 \pm 0,02 \text{ \AA} \\ R_{CN} &= 1,32 \pm 0,02 \text{ \AA} , \end{aligned}$$

a więc zgodność wyników przewidzianych ze zmierzonymi jest bardzo dobra.

Jak wspomniano na początku rozważań, Yomosa przeprowadził rachunki także bardziej zaawansowanymi metodami jak *ASMO SCF*<sup>4</sup> czy *ASMO CI SCF*<sup>5</sup> [24]. Uzyskane wyniki poprawiają przewidzianą energię przejścia *N-V* (obliczona i wyrażona w długościach fali wynosi 1853 Å, zmierzona 1850 Å), dają także dobre wyniki na moce oscylatorów, a także pewne informacje o przesunięciu ładunku między atomami węgla i azotu, czyli o tzw. wewnątrzdrobinowym przejściu ładunków (*intermolecular charge transfer*). Należy jeszcze raz podkreślić, że rachunki prowadzone przez Yomosa były dla swobodnej grupy peptydowej.

### 3.2. Przejście do polipeptydu czyli białka

#### 3.2.1. Ujęcie Yomosa

Gdy dotychczas było zupełnie obojętne, czy rozważane grupy peptydowe wchodzi w skład białka o strukturze helikalnej, czy płaskiej, to teraz struktura powinna grać zasadniczą rolę.

Yomosa [23] przyjmuje dla białka typu *a* lub *β* helix model omówiony w p. 2. Ponieważ w strukturze *a* czy *β* helix mamy 4 grupy peptydowe na obrót, więc białko takie w ujęciu Yomosa [23] traktowane może być jako jednowymiarowy pseudokryształ.

Punktem wyjścia rozważań analitycznych jest funkcja falowa polipeptydu przyjęta w postaci liniowej kombinacji funkcji falowych grup peptydowych traktowanych jako całość, a nie poszczególnych atomów tworzących te grupy. Takie podejście zabezpiecza traktowanie wiązania poprzez mostek wodorowy jako zaburzenia. Czyli

$$\psi = \sum_{i=1}^N a_i \Phi_i^n , \quad (4)$$

gdzie: *N* liczba grup peptydowych w białku,  $\Phi_i^n$  funkcja falowa *i*-tej grupy peptydowej *n*-tego stanu dana wzorem (2a)—(2c).

<sup>4</sup> Metoda *ASMO SCF* polega na użyciu w metodzie pola samouzgodnionego Hartree antysymetryzowanych orbitali drobinowych.

<sup>5</sup> Metoda *ASMO CI SCF* jest metodą *ASMO SCF* (patrz notka 4) z tym, że uwzględnia się mieszanie konfiguracji pomiędzy stanami o tej samej symetrii.



Wychodząc ze wzoru na spodziewaną wartość energii (1) z funkcją (4) i minimalizując go względem współczynników  $a_n$ , otrzymamy równanie na te współczynniki, które można zapisać następująco (przyjmuje się przy jego wyprowadzeniu założenia Hückla por. p. 2)

$$a_{n-1}V + a_n(E - e) + a_{n+1}V = 0 \quad (5)$$

gdzie  $n = 1 \dots N$ ,  $V = \langle \Phi_i^n | H | \Phi_{i\pm 1}^n \rangle$ ,  $E = \langle \Phi_i^n | H | \Phi_i^n \rangle$  jest wartością energii poziomu odpowiadającego  $\Phi_i^n$ -tej funkcji swobodnej grupy peptydowej.

Równanie (5) jest symetrycznym równaniem różnicowym na współczynniki  $a_n$ . Rozwiązaniem jego przy warunkach brzegowych  $a_0 = a_{N+1} = 0$  jest funkcja (patrz [29] i [30])

$$a_n = \sqrt{\frac{2}{N+1}} \sin n\varphi \quad (6)$$

gdzie

$$\varphi = \frac{k\pi}{N+1} \quad k = 1 \dots N, \quad (7)$$

zaś energia dana jest wzorem

$$e = E + 2V \cos \varphi. \quad (8)$$

Wzór (8) pokazuje, że rozmycie poziomu wynosi  $4V$ . Zgodnie z definicją podaną przy wzorze (5),  $V$  określone jest poprzez funkcje  $\Phi_i^n$  podane wzorem (1). Uwzględniając oddziaływanie tylko z sąsiadami, tj. między elektronem zlokalizowanym na N, a elektronem zlokalizowanym na O (gdyż azot i tlen sąsiadują ze sobą w mostku wodorowym) otrzymamy

$$V = c_1 c_3 \langle \varphi_1^n | H | \varphi_3^n \rangle = c_1 c_3 \beta_x. \quad (9)$$

Należy teraz wyznaczyć  $\langle \varphi_1^n | H | \varphi_3^n \rangle$ , czyli całkę rezonansową między sąsiednimi grupami peptydowymi. Yomosa korzysta ze znanej zależności Mullikena [31] między całkami rezonansowymi, a całkami przenikania.

$$\frac{\beta_x}{S_x} = \frac{\beta_0}{S_0} \quad (10)$$

gdzie  $\beta_x$  całka rezonansowa między funkcjami falowymi, dla których całka przenikania wynosi  $S_x \cdot \beta_0$  i  $S_0$  odpowiednio całki rezonansowe i przenikania dla benzenu. Przyjmując odległość między N i O w mostku wodorowym  $2,8 \text{ \AA}$  i korzystając z tablic Mullikena i Orloffa [32] otrzymuje się na  $\beta_x$  wartość

$$\beta_x = -0,0281 \text{ eV}$$

czyli pasma energetyczne białka będą:

najniższe jest	$e_1 = E_1 - 0,016 \cos \varphi$
najwyższe obsadzone	$e_2 = E_2 + 0,025 \cos \varphi$
nieobsadzone	$e_3 = E_3 - 0,009 \cos \varphi$

Rozmycie więc pasma odpowiadającego przejściu  $N-V$  jest rzędu  $10^{-2} \text{ eV}$ . Wynik ten jest sprzeczny z doświadczeniem Beavena i Holidaya [33], z którego wynika, że rozmycie pasma jest około  $0,5 \text{ eV}$ .

Podstawową przyczyną powodującą tak dużą rozbieżność jest zaniedbanie obecności wodoru w mostku wodorowym. Wielokrotnie zwracano uwagę na fakt, że proton wodoru w mostku wodorowym gra istotną rolę przy interpretacji widma podczerwonego wiązania wodorowego [34] poprzez elektrostatyczne oddziaływanie z wiążącymi się atomami. Niedawno Rein i Harris [35] pokazali, że proton wodoru w mostku wodorowym jest silnie odsłonięty i jego efektywny ładunek wynosi od  $+0,460$  do  $+0,559$  ładunku elektronu w zależności od stosowanej metody liczenia. W pracy [36] pokazano, że uwzględnienie udziału wodoru w mostku wodorowym prowadzi do wzoru na energię pasma

$$e = E + k + 2(V_1 + V_2 - 2S(E + k))\cos\varphi - 4S(V_1 + V_2)\cos^2\varphi$$

gdzie  $k$  oraz  $V_2$  są diagonalnym oraz niediagonalnym elementem operatora zaburzenia związanego z obecnością wodoru w mostku, zaś  $V_1$  jest równe wartości  $V$  ze wzoru (18).

Ponieważ  $\text{sgn}(V_1 + V_2) = -\text{sgn}(E + k)$ , więc rozmycie poziomu zostaje zwiększone. w stosunku do rozwiązania danego wzorem (8) o wyrażenie  $(V_2 + 2S(E + k))\cos\varphi - 4S(V_1 + V_2)\cos^2\varphi$ . Przy najprostszym modelu elektrostatycznego oddziaływania otrzymuje się rozmycie  $0,3$  eV. Wynik ten jest znacznie poprawniejszy niż wynik Yomosa i wskazuje na konieczność uwzględniania *explicite* obecności wodoru w mostku wodorowym.

### 3.2.2. Inne ujęcia

W dotychczasowych modelach zakładano, że sprzężenie pomiędzy grupami peptydowymi związane jest tylko z obecnością mostków wodorowych. Założenie to, jak starano się pokazać powyżej, nie jest najszluszniejsze. Na pewno nie jest to jedyny sposób sprzęgania się grup peptydowych w białku. W pracy [37] zwrócono uwagę na możliwość bezpośredniego sprzężenia pomiędzy sąsiednimi grupami peptydowymi. Sprzężenie to występuje pomiędzy swobodną parą elektronów zlokalizowaną na azocie z jednej grupy peptydowej, a  $\pi$  elektronem zlokalizowanym w węglu z sąsiedniej grupy peptydowej.

Korzystając z proporcjonalności całek rezonansowych i przenikania danej wzorem (10) i znając kąt między płaszczyznami sąsiednich grup peptydowych wynoszący  $70^\circ$  [20] otrzymano

$$\beta_x = -0,0828 \text{ eV.}$$

Czyli sprzężenie bezpośrednie jest silniejsze niż poprzez mostek wodorowy w ujęciu poprzednich rozdziałów. Powtarzając rozumowanie dla znalezienia pasm energetycznych otrzymamy

pasma najniższe	$e_1 = E_1 - 0,0668 \cos\varphi$
najwyższe obsadzone	$e_2 = E_2 + 0,0222 \cos\varphi$
nieobsadzone	$e_3 = E_3 + 0,0447 \cos\varphi$

Stwierdzenie istnienia sprzężenia bezpośredniego zmienia pogląd na strukturę białka. Należy teraz białko struktury płaskiej traktować jako pseudokryształ trójwymiarowy, zaś białko o strukturze helikalnej jako pseudokryształ dwuwymiarowy.

#### 4. Omówienie modeli i wnioski

Zaprezentowane powyżej teoretyczne modele białka w zasadzie tłumaczą niewiele. Co prawda wyjaśniają (z grubsza) widmo, w tym sensie, że interpretują jedno z pasm, ale nie dają sobie rady z doświadczalnie stwierdzonym wędrowaniem pasma raz w kierunku krótkofalowym, raz w długofalowym. Istotną przyczyną jest nieuwzględnianie w rozważaniach obecności reszt aminokwasowych. Bo jak pokazano w pracy [37] różnice w resztach aminokwasowych odbijają się na strukturze pasma. Zrobiono to jednak dla bardzo prostego przypadku białka zbudowanego z dwu różnych aminokwasów występujących na przemian.

Przedstawione modele, niestety, nie dają odpowiedzi na chyba najistotniejsze tu pytanie: Jaka jest rola białka w komórce i w jaki sposób jest ona spełniana? Nie można zresztą oczekiwać odpowiedzi na postawione pytanie od tak prostych modeli. Gdyż odpowiedź będzie prawdopodobnie związana z reaktywnością białka i zmianą jej w procesach pobudzenia lokalnego lub kolektywnego. Problemy te nie zostały na razie ruszone, choćby z tego względu, że na razie nie ma dynamicznej teorii reaktywności makromolekuł. Istniejące indeksy reaktywności, bazujące na metodzie *HMO*, już chociażby ze względu na założenia tej metody nie są w stanie wnieść wiele nowego do wyjaśnienia tego zagadnienia.

Pytania, na które przy obecnym zaawansowaniu teorii można znaleźć odpowiedź, to wyjaśnienie widma *EPR*<sup>6</sup> białek i aminokwasów naświetlanych promieniowaniem jonizującym [38], [39]. Pewne próby w tym kierunku zostały już uczynione. Przyjmuje się, że naświetlanie powoduje powstanie tripleto-wego ekscytonu [40], który jest przyczyną absorpcji.

W każdym razie w teorii białek zrobiono niewiele, właściwie dopiero początek.

#### 5. Zakończenie

Problemy dyskutowane w tym artykule nie są jedyne, nad którymi pracuje kwantowa biologia. Nie mniej ciekawe są zagadnienia teoretycznych modeli *DNK* i *RNK* dla kwasów, nad którymi pracuje się w kilku ośrodkach m. in. na Węgrzech (Ladik i jego grupa [41]). Niestety ze względu na skomplikowany model *DNK*<sup>7</sup> i niezupełnie znany *RNK*<sup>8</sup> wyniki te nie mogą być zadowalające. Szereg prac Ladika, Pullmanów, Reina czy Löwdina omówione w [42] podają rozkład  $\pi$  elektronów w drobinie *DNK*, ale ze względu na ograniczenie się do pary aminokwasów wyniki te niewiele mogą powiedzieć o całej drobinie.

<sup>6</sup> *EPR* elektronowy paramagnetyczny rezonans.

<sup>7</sup> *DNK* — kwas dezoksyrybonukleinowy, jest on nosicielem cech dziedzicznych.

<sup>8</sup> *RNK* — kwas rybonukleinowy — matryca, na której syntetyzuje komórka białko.

Najważniejsze wydają się pewne sugestie Löwdina [43] odnośnie do wytwarzania mutacji w komórce poprzez powstanie w łańcuchu *DNK* zjonizowanych elementów guanina-cytosyna w wyniku przejścia protonu wodoru z mostka wodorowego od guaniny do cytozyny. Interesujące są także sugestie próbujące wyjaśnić utrwalanie się zmian w kodzie genetycznym zapisanym sekwencją aminokwasów w *DNK*, co może być związane z tworzeniem się i rozmnażaniem komórek rakowych [44].

Zagadnienia teoretycznej biofizyki kwantowej związane ze specyfiką działania enzymów czekają ciągle na rozwiązanie.

Cała trudność teoretycznego opracowania biologicznie czynnych drobin związana jest z jednej strony ze skomplikowaną strukturą tych drobin, a z drugiej z brakiem teorii, która dawałaby sobie radę z tymi zagadnieniami. Należy mieć nadzieję, że najbliższe lata przyniosą większy postęp w tej pasjonującej dziedzinie.

#### Problems of Quantum Biophysics — The Structure of Albumin

*Abstract:* This paper has the purpose of giving a discussion on the theoretical work done hitherto concerning the structure of albumin. Following introductory remarks on the general properties of albumin, in particular the peptide group, models describing the coupling between the peptid groups in albumin, based on hydrogen bonds (Evans-Gergely, Yomosa) are presented and submitted to criticism.

Next, there is described a model that accounts for the direct coupling appearing between the  $\pi$  electrons found in a carbon atom and a free pair of electrons in a nitrogen atom. The consequences of the existence of the latter coupling energetically equivalent to the preceding, are discussed.

In conclusion there of mention of the work of Ladik's group on the problem of a theoretical description of the structure and properties of *DNA*.

The paper is provided with an extensive list of publications on the problems of coupling between peptide groups of albumin.

#### Literatura

- [1] B. Kędzia, J. M. Konarski, *Acta. Phys. Polon.*, **25**, 507, (1964).
- [2] N Rashevsky, *Mathematical Biophysics* vol. 1, 2 New York 1960.
- [3] *Proc. International School of Phys. „Enrico Fermi“*, Varena 1960.
- [4] H. Neurath, K. Bailey, *The Proteins* Academic Press 1954.
- [5] C. H. Bamford, W. E. Happey, *Proc. Roy. Soc.*, **A 205**, 30, (1951).
- [6] P. M. Cowan, S. McGavin, *Nature*, **176**, 501, (1955).
- [7] F. H. C. Crick, J. C. Kendrew, *X-Ray Analysis* *Adv. Prot. Chem.* **12**.
- [8] L. Pauling, R. B. Corey, H. R. Branson, *Proc. Natl. Acad. Sci.* **37**, (205).
- [9] P. Vaughan, J. Donahue, *Acta Cryst.*, **5**, 530, (1952).
- [10] A. Wada, H. Yamagami, *Biopolym.*, **2**, 445, (1964).
- [11] L. Pauling, R. B. Corey, *Proc. Nat. Acad. Sci. U. S.*, **37**, 729, (1951).
- [12] C. Tanford, *Physical. Chemistry of Macromolecules* N. York 1960.
- [13] M. G. Evans, J. Gergely, *Biochem. Biophys. Acta*, **3**, 188, (1949).
- [14] E. Hückel, *Z. Physik*, **70**, 204, (1931).

- [15] C. A. Coulson, *Wiązanie Chemiczne* tłum. pol. PWN, Warszawa 1963.
- [16] A. Strietwiser, *MO Theory in Organic Chemistry*, John Wiley 1959.
- [17] H. C. Longuet-Higgins, C. A. Coulson, *Trans. Farad. Soc.*, **43**, 87, (1947).
- [18] P. Löwdin, *J. Chem. Phys.*, **19**, 1323, (1951).
- [19] C. A. Coulson, *Proc. Roy. Soc., A* **169**, 413, (1939).
- [20] R. B. Corey, L. Pauling, *Proc. Roy. Soc., B* **141**, 10, (1953).
- [21] H. D. Hunt, W. T. Simpson, *J. Am. Chem. Soc.*, **75**, 4540, (1953).
- [22] S. Yomosa, *Annual Rep. Research Group Biophys. Jap.* **2**, 1, (1962).
- [23] S. Yomosa, *J. Phys. Soc. Jap.*, **18**, 1494, (1963).
- [24] S. Yomosa, *Biopolymer Symposia*, **1**, 1, (1964).
- [25] S. Yomosa, *J. Phys. Soc. Jap.*, **19**, 1718 (1964).
- [26] I. Koopmans, *Physica*, **1**, 1104 (1933).
- [27] R. Daudel, R. Lefebvre, C. Moser, *Quantum Chemistry Intersciences* 1959.
- [28] C. A. Coulson, A. Gołębiewski, *Proc. Phys. Soc.*, **78**, 1310, (1961).
- [29] J. Mikusiński, *Rachunek Operatorów*, PWN Warszawa 1957.
- [30] T. K. Rebane, *Wiestnik Moskowskiego Uniwersiteta* **22**, 70 (1957).
- [31] R. S. Mulliken, *J. Phys. Chem.*, **56**, 295 (1952).
- [32] R. S. Mulliken, C. A. Rieke, D. i H. Orloff. *J. Chem. Phys.* **17**, 1248 (1949).
- [33] G. H. Beaven, E. R. Holiday, *Adv. in Prot. Chem.*, **7**, 319 (1952).
- [34] N. D. Sokołow, *Zurnat Eksp. Teoret. Fiz.*, **23**, 404 (1952).
- [35] R. Rein, F. E. Harris, *Preprint Uppsala University QB* **12**, (1964).
- [36] J. M. Konarski, *Acta Phys. Polon.* w druku.
- [37] J. M. Konarski, *Bul. Ac. Pol. Sci. ser. math. astr. phys.* **13**, 813 (1965).
- [38] G. McCormic W. Gordy, *J. Phys. Chem.*, **62**, 783 (1949).
- [39] *Free Radicals in Biological Systems* Acad. Press N. York 1961.
- [40] S. Yomosa, *J. Phys. Soc. Jap.*, **18**, 1494 (1963).
- [41] J. Ladik, *Electronic Aspect of Biochem.* Acad. Press 203, 1964.
- [42] H. Berg edd. *Physikalische Chemie biogener Makromolekul* 395 Akademie-Verlag Berlin 1964.
- [43] P. O. Löwdin, *Preprint Uppsala University QB* **85**, 1962.
- [44] T. A. Hoffman, J. Ladik, *Cancer Research* **21**, 474, (1961).

*Michał Halaunbrenner*

Politechnika Krakowska  
Katedra Fizyki

## Współczesne problemy w dydaktyce fizyki \*

Sekcje dydaktyczne na zjazdach Fizyków Polskich dają sposobność do poruszenia aktualnych zagadnień dydaktyki fizyki i przeprowadzenia nad nimi dyskusji. Biorąc pod uwagę zalecenia organizatorów obecnego zjazdu uwzględnienia zainteresowań światowych w omawianych tematach, wymienimy na pierwszym miejscu działalność Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej. Unia ta, której Komitety Narodowe istnieją we wszystkich niemal krajach, a wśród nich również w Polsce, którego przewodniczącym jest p. prof. dr Wojciech Rubinowicz, a sekretarzem prof. dr Ludwik Natanson, organizuje co roku szereg zjazdów, konferencji i kolokwium naukowych. W roku 1960 po raz pierwszy w swojej działalności, urządziła w Paryżu wspólnie z organizacją UNESCO, międzynarodową konferencję na temat nauczania fizyki. Konferencja ta przekształciła się w stałą instytucję. W roku 1963 odbyła się w Rio de Janeiro druga, a w roku 1965 trzecia podobna konferencja. Dwie pierwsze konferencje były poświęcone nauczaniu fizyki, natomiast trzecia zorganizowana wspólnie z Instytutem Fizyki i Towarzystwem Fizycznym (angielskim) w dniach od 15 do 21 lipca br. w Londynie rozważała kształcenie zawodowych fizyków z uwagi na ich pracę badawczą, pracę w przemyśle i administracji.

W pierwszej i trzeciej konferencji uczestniczyła delegacja polska, biorąc żywy udział w dyskusji i przedstawiając własne referaty.

Nasz przegląd zagadnień rozpoczniemy od uniwersytetów, przez które będziemy rozumieli i inne szkoły wyższe, zwłaszcza jeżeli chodzi o fizykę, dla której na poziomie wyższym katedra uniwersytecka jest zawsze wzorem pracy i działalności. W pierwszych dziesiątkach lat bieżącego stulecia uniwersytety, w powszechnym rozumieniu i podawanych określeniach, były uważane za instytucje profesorów i studentów, uczonych i uczniów, których głównym zadaniem było pielęgnowanie nauczania i badania, których pierwszą funkcją było uprawianie nauczania, a ich ranga w hierarchii akademickiej zależna była od wkładu wnoszonego przez członków do stanu istniejącej wiedzy i poszerzenia zakresu ludzkiego poznania. Prawdziwą miarą wartości szkoły wyższej był wkład, jaki ona wносиła w postęp nauki i rola, jaką odgrywała w przysposabianiu swoich wychowanków do oryginalnych badań.

Ta preferencja pracy badawczej w szkole wyższej osłabiła w wysokim stopniu jej funkcje i obowiązki dydaktyczne w okresie po drugiej wojnie światowej. W ostatnim dwudziestolecu byliśmy świadkami wielkich przemian, jakich doznały nauka i technika tak w indywidualnym rozwoju, jak i wzajemnym oddziaływaniu na siebie i społeczeństwo. Ale dopiero ostatnio uświadomiono sobie, że nauczanie tych dyscyplin nie podążyło za ich rozwojem, stało się w miejscu, a nawet w wielu przypadkach, cofnęło się w tył. Obniżona sprawność nauczania, wysokoprocentowy odpad i odsiew jest niewątpliwie w niemałym stopniu wynikiem usuniętego na drugi plan procesu nauczania.

\* Skrót referatu wygłoszonego na XIX Zjeździe Fizyków Polskich w Krakowie, 21—26 września 1965 r.

Dlatego z uznaniem należy powitać duże wysiłki, jakie w celu poprawy tego stanu czynią te konferencje dla ulepszenia metod nauczania fizyki i modernizacji jego treści. Na uzasadnienie tego, co zostało powiedziane, wymienimy rezolucje ostatniej międzynarodowej konferencji IUPAP, powzięte 21 lipca br. na temat wykształcenia zawodowych fizyków:

1. Konferencja uważa, że szerokie wykształcenie z klasycznej i współczesnej fizyki oraz matematyki powinno poprzedzać specjalizację.

2. Konferencja zaleca wymianę studentów i nauczycieli między wielkimi i małymi ośrodkami tak we własnym kraju, jak i między różnymi krajami na wszystkich poziomach nauczania. Zdrowy rozwój małych jak i dużych ośrodków powinien być popierany. W szczególności, wizyty starszych pracowników z wielkich ośrodków do małych, powinny być ułatwiane przez ustanowienie właściwych stypendiów i zabezpieczenie odpowiedniej pensji oraz stwarzanie zachęcających perspektyw dla takich pracowników.

3. Konferencja pragnie zwrócić uwagę wszystkich krajów na ostatnie postępy w nauczaniu nauk ścisłych, a w szczególności fizyki. W tych postęпах specjalną uwagę poświęca się fizykalnym koncepcjom i są czynione specjalne usiłowania, aby w pewnym sensie oswoić studenta z zainteresowaniami i bodźcami, które współcześni fizycy znajdują w swoim przedmiocie. Zaleca się, aby ogólne zainteresowania i kierunki, które oni reprezentują, mogły być przekazane przez jak najpoważniejsze zaangażowanie w modernizację nauczania fizyki.

4. Konferencja uważa, że dyskusja najnowszych metod nauczania fizyki powinna być włączona do programu następnej konferencji w tej dziedzinie i delegacje poszczególnych krajów uprasza się o przygotowanie danych i prac na ten temat.

5. Konferencja podkreśla znaczenie matematyki dla lepszego oświetlenia i syntezy podstawowych idei fizyki. Prosi o zorganizowanie spotkania fizyków i matematyków, aby zbadać konkretne sposoby używania ostatnich osiągnięć matematyki w nauczaniu fizyki na wszystkich poziomach.

6. Konferencja wyraża pogląd, że byłoby wysoce pożądane dla rozwoju fizyki, aby katedry mogły być obsadzone przez naukowców bez ograniczenia pod względem formalnego wykształcenia i narodowości.

7. Konferencja popiera dający się zauważyć ostatnio wzrost kontaktów pomiędzy szkołami wyższymi, ich pracownikami dydaktycznymi i badawczymi a przemysłem.

Należy jeszcze zaznaczyć, że w referatach obejmujących programy fizyki w szkołach wyższych podano dwa warianty podstawowego kursu:

- 1) kurs 3-semestralny: Mechanika. Fizyka relatywistyczna. Optyka. Ruch falowy. Fizyka zjawisk cieplnych. Elektryczność i magnetyzm. Fizyka kwantowa,
- 2) kurs 4-semestralny: Cząsteczki. Mechanika Newtonowska. Teoria względności. Drgania i fale. Teoria elektro-magnetyczna. Teoria kwantów. Fizyka współczesna.

Już te rezolucje skonfrontowane z zagadnieniami nauczania fizyki w naszych szkołach wyższych dają podstawę do szerokiej i pouczającej dyskusji.

Obrazy wymienionej powyżej konferencji obracały się w dużej mierze dokoła współpracy katedr fizyki z przemysłem. Dzisiejszy uniwersytet nie jest tylko instytucją oddaną nauczaniu i badaniu, lecz wnika głęboko w życie społeczeństwa. Badania naukowe, które były czymś marginesowym w życiu społeczeństw aż po nasze niemal czasy, stają się czynnikiem coraz bardziej dominującym w produkcji, ekonomii, socjologii i polityce.

Przed rokiem odbyły się w Krakowie uroczystości z okazji 600-lecia Uniwersytetu Jagiellońskiego i one zarówno w wypowiedziach czynników oficjalnych, jak i w przeświadczeniu tłumu tę rolę nauki uwydatniły. Dziesiątki tysięcy ludzi, które podczas uroczystego pochodu wyległy na ulice miasta były olśnione nie tylko urokiem, pięknem i harmonią samej uroczystości, ale nade wszystko wierzyły w naukę. Człowiek ulicy był przeświadczony, że naukowe pomogą we wszystkich trudnościach związanych z wyżem demograficznym i migracją ludności do miast, zapewnią mieszkania, wyżywienie, zdrowie, transport, spowodują wzrost produkcji rolnej i przemysłowej, a uczynią to wszystko za pomocą nowej techniki wywodzącej się z naukowych koncepcji i idei.

Zasady współpracy pomiędzy szkołami a jednostkami organizacyjnymi gospodarki uspołecznionej zostały ustalone uchwałą Nr 108 Rady Ministrów z dnia 16 marca 1963 r. w celu: rozszerzenia i lepszego wykorzystania istniejącej bazy naukowo-badawczej szkół wyższych oraz pomocy pracowników nauki w rozwiązywaniu rosnących zadań gospodarki uspołecznionej i zapewnienia szkołom wyższym pomocy w wykonywaniu ich zadań naukowych, dydaktycznych i wychowawczych ze strony jednostek organizacyjnych gospodarki uspołecznionej. Interesować nas może, w jakim stopniu spełnia je fizyka? Odpowiedź na to pytanie może dać każda niemal katedra fizyki.

Współpraca pomiędzy zainteresowanymi stronami może mieć charakter jednorazowy, okresowy lub stały. Może odbywać się z inicjatywy przemysłu albo katedry w zakresie problematyki jej badań naukowych. Ogół zagadnień będących przedmiotem współpracy można podzielić na następujące grupy:

— Rozwiązywanie aktualnych zagadnień ważnych dla gospodarki narodowej a wymagających naukowego opracowania. W treści słowa „nauka“ rozumiemy za Quintin Hoggiem „*myślenie systematycznie stosowane do wyników systematycznych pomiarów i obserwacji*“. Ta definicja, która określa specyficzny nowy czynnik w naszej dzisiejszej cywilizacji wyznacza rolę fizyka przy współpracy z przemysłem.

— Odpowiednia, oparta na studiach bieżących czasopism naukowych, informacja o osiągnięciach nauki światowej i sugestie pod adresem przemysłu w celu wdrażania ich do praktyki.

— Urządzanie konferencji informujących o osiągnięciach nauki światowej i własnych, będących przedmiotem zainteresowań katedry.

— Przedstawianie referatów na konferencjach inżynierów, oświetlających ich zagadnienia z naukowego punktu widzenia. Najlepszą drogą prowadzącą do postępu technicznego jest rozumienie istoty rzeczy.

— Studia dla pracujących prowadzą wszystkie wyższe szkoły techniczne, wyższe szkoły pedagogiczne, wyższe szkoły rolnicze, a w zakresie fizyki niektóre uniwersytety. Studia dla pracujących obejmują wieczorowe szkoły zawodowe, zaoczne studia zawodowe inżynierskie oraz studia externistyczne magisterskie. Studia te odbywają się w siedzibie uczelni albo w tzw. punktach konsultacyjnych, tzn. w miastach, będących skupieniem większej liczby studentów. Te ostatnie odbywają się przez trzy popołudnia w tygodniu. Do ich prowadzenia pracownicy naukowo-dydaktyczni dojeżdżają z siedziby uczelni. Ze wszystkich form studiów zaocznych dają one najlepsze rezultaty. Ogólna liczba studentów na wszelkiego rodzaju studiach dla pracujących wynosi obecnie około 40% ogólnej liczby studentów szkół wyższych. Już obecnie jest znaczny udział studiów dla pracujących w dostarczaniu gospodarce narodowej kadr ludzi z wyższym wykształceniem. Projekt planu perspektywistycznego rozwoju studiów wyższych zakłada bardzo wysoki w stosunku do stanu aktualnego wzrost studiów dla pracujących. Adepti tych studiów rekrutują się z pracowników zatrudnionych w gospodarce państwowej i uspołecznionej, posiadających ukończone licea ogólnokształcące lub zawodowe.

— Dobra organizacja nauczania fizyki w postaci wykładów, ćwiczeń i praktyki laboratoryjnej na pierwszych latach studiów dla pracujących jest niezmiernie ważnym czynnikiem decydującym o skuteczności przedsięwzięcia.

— Współpraca z przemysłem i rozszerzenie studiów wyższych dla pracujących powiększyły znacznie zakres obowiązków szkoły wyższej. Zachowanie właściwej równowagi pomiędzy nauczaniem a badaniem i innymi obowiązkami szkoły wyższej jest problemem, który zasługuje na dyskusję.

— Liczba tematów sugerowanych przez przemysł nieustannie wzrasta. Podejmowane one były dotychczas przeważnie przez katedry specjalistyczne wyższych szkół technicznych. Wpłynęło to na uzawodowienie wielu katedr. Nie jest to zawsze w takim stopniu korzystne, w jakim niekorzystne są straty kultury narodowej i nauki wskutek odstąpienia od badań podstawowych. Dla uniwersytetów i katedr fizyki szkół wyższych byłaby to strata duża.



— Znalazienie złotego środka pomiędzy badaniami podstawowymi a usługowymi należy uznać za wyraz roztropności i dalekowzroczności kierowników katedr i zasługuje na dyskusję.

Jak wyraził się francuski minister nauki Gaston Palewski, nauka jest wyrazem niezależności i suwerenności narodu, ponieważ zezwala zabierać głos we wszystkich sprawach światowych i wykazywać uzdolnienie swego narodu. Głos w sprawach światowych można mieć w pierwszym rzędzie tylko przez badania podstawowe.

Taką opinią nie chcielibyśmy w niczym osłabić wzajemnego oddziaływania pomiędzy nauką, techniką i społeczeństwem, które w naszych czasach stanowią zwarty ze sobą układ.

Teraz przystąpimy do podania pewnych informacji.

Zaczął ukazywać się międzynarodowy biuletyn pt.: *International News of Physics Education*, którego 1 numer ukazał się w czerwcu 1965 r. Biuletyn ten jest wydawany przez Amerykański Instytut Fizyki przy współpracy z komisją nauczania fizyki Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej. Nowe wydawnictwo będzie publikować krótkie notatki na temat ulepszania metod nauczania fizyki, wiadomości na temat nowych programów, zawiadomienia o dydaktycznych konferencjach, artykuły, recenzje książek itd.

Profesorowie, nauczyciele, dyrektorzy zainteresowani w rozwoju nauczania fizyki mogą otrzymywać bezpłatnie biuletyn, kierować zapytania i własne enuncjacje na adres: F. Behn Riggs, Ir. Director, Information Center of International Physics Activities, American Institute of Physics, 335 East 45th Street New York, N. Y. 10017 USA.

Oddział nauczania fizyki Unesco przygotował rocznik pt.: *New Trends in Physics*, o objętości około 400 stron, który ukaże się w końcu 1965 r. Przegląd ma być poradnikiem dla pracowników uniwersyteckich, a specjalnie dla tych, którzy zajmują się kształceniem nauczycieli. Ma dostarczać informacji z zakresu treści jak i metodologii fizyki. Informacje można otrzymać od p. Dr Thérésè Grivet Division d' l'enseignement des sciences, Maison de l'Unesco, Place de Fontenoy, Paris 7ème, France.

W październiku 1964 r. została utworzona w Sèvres międzynarodowa grupa badawcza nauczania fizyki. Po bliższe informacje można się zwracać na adres: Professor W. Knecht, Ch. de Mallieu 9, 1009 Pully, Lausanne, Switzerland.

Na kwiecień 1966 jest zapowiedziane ukazanie się *The Nuffield Physics Project*. John Levis, w oparciu o projekty Instytutu Fizyki i Towarzystwa Fizycznego, na temat programów fizyki w Wielkiej Brytanii z uwzględnieniem programów ZSSR, USA i NRF. Wszystkie materiały będzie można otrzymać bezpłatnie, zwracając się do Nuffield Foundation, Nuffield Lodge, Regent Park, London N. W. 1. England.

Na baczność uwagę zasługują wielkie wysiłki robione przez Massachusetts Institute of Technology i związanego z nim centrum nauczania nauk — Science Teaching Center, dla poprawy i doskonalenia procesu dydaktycznego, jak się tam mówi, techniki i taktyki nauczania. Czynnione są liczne próby stosowania w wykładach ruchomych obrazów, telewizji i filmu, udostępnienia studentom w jak najszerszym zakresie możliwości pracy laboratoryjnej. Gdzie tylko na to wyposażenie pozwala, wprowadza się laboratoria „domowe“ *Take Home Laboratories*, które mają nieodłącznie przynależać do studenta, podobnie jak papier i ołówek. Położyła się duże nadzieje, że ten nowy sposób przyczyni się do modernizacji pracy laboratoryjnej i pozwoli uczynić z laboratorium podstawowy instrument nauczania.

Jako pierwsza została skompletowana skrzynka elektroniczna zawierająca opory, kondensatory, tranzystory, diody, łączniki itp., umożliwiające studentom w domu budowę obwodów elektronicznych w zakresie wymaganym w laboratorium elektroniki. Swoboda eksperymentowania w czasie, samodzielność pracy, rozwój „uczucia“ w pracy laboratoryjnej są podawane jako zalety nowego systemu laboratoryjnego *take home*.

Tak samo została wyprodukowana niewielkim kosztem skrzynka optyczna umożliwiająca wiele ćwiczeń laboratoryjnych z zakresu optyki geometrycznej i fizycznej.

W przygotowaniu, a raczej może już gotowe są skrzynki relatywistyczna i kwantowa. Bierze w tym udział wielu profesorów, między nimi znakomitość w pomysłach dydaktycznych prof. E. Rogers z Uniwersytetu w Princeton.

Pewne próby nad u efektywnieniem procesu nauczania fizyki są robione u nas w Wyższej Szkole Pedagogicznej w Gdańsku przez dr Władysława Weisło. Do tej kategorii należy zaliczyć nadesłaną przezeń pracę pt. *Algorytmiczna metoda rozwiązywania zadań rachunkowych z fizyki*. Praca jest do wglądu, a autor obecny na Zjeździe i chętny do dyskusji na ten temat.

Ministerstwo Szkolnictwa Wyższego powołało do życia Międzyuczelniany Zakład Badań nad Szkolnictwem Wyższym. Jego staraniem ukazała się praca dr Władysława Weisło pt. *Wpływ zespolowej organizacji ćwiczeń na przebieg studiów w pierwszym semestrze*. Autor podaje wyniki swoich doświadczeń na ten temat z zakresu fizyki. Celem ogólnym jest taka organizacja pracy studentów, aby każdy z nich „chciał, mógł i musiał“ aktywnie pracować zarówno na uczelni, jak i w domu.

P. Dr Henryk Szydłowski nadesłał referat pt. *Pracownia Fizyczna I*, zawierający interesujący wykaz zmodernizowanych ćwiczeń I pracowni Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Poznańskiego. Przy tej sposobności należy wymienić dalsze prace nadesłane na Zjazd, a to: p. Stanisławy Zmysłowskiej z Liceum im. Narcezy Żmichowskiej w Warszawie pt. *Wstępne uwagi na temat nauczania fizyki w języku obcym*. Chodzi tu o język francuski. Program nauczania w poszczególnych klasach, zeszyty uczniów prowadzone na bieżąco, notatnik nauczyciela oraz wykazy ćwiczeń i pokazów przeprowadzanych w poszczególnych klasach są udostępnione podczas Zjazdu osobom zainteresowanym.

Dalszą nadesłaną na Zjazd pracą jest referat p. Władysława Kociejowskiego pt. *O potrzebie rewizji definicji pojęć podstawowych fizyki w nauczaniu ogólnokształcącym*. Referat ma charakter ogólniejszy. Autor zwraca uwagę, że dla głębszego zrozumienia fizyki konieczne jest: 1. większy kontakt z rzeczywistością przez danie uczniowi do ręki niezbędnych i do tego tanich środków. Na uprzednim Zjeździe w Katowicach p. Kociejowski demonstrował takie proste miniaturowe przyrządy z elektrostatyki, które właśnie do takiej skrzynki elektrostatycznej *to take home* dobrze nadawałyby się. 2. podkreśla p. Kociejowski, że od czasu kiedy Henryk Poincaré, a później Maria Curie-Skłodowska wygłaszali ujemną opinię o wynikach nauczania fizyki w szkołach francuskich nie zrobiono tam jeszcze żadnej zasadniczej zmiany ani w programach, ani w metodzie nauczania tego przedmiotu. Podkreśla dalej, że tradycje językowe w nauce często kolidują z logiką i zachowanie tych tradycji czyni naukę niezrozumiałą dla uczącego się. Autor pragnąłby podyskutować na ten temat na obecnym Zjeździe.

Obecnie jest już pora, aby przystąpić do zagadnień występujących w nauczaniu fizyki w szkołach średnich i podstawowych. W centrum zainteresowania jest ustawa z dnia 15 lipca 1961 r. o rozwoju systemu oświaty i wychowania w szkołach podstawowych i średnich. W wyniku tej ustawy szkolnictwo w Polsce znajduje się w stadium reformy szkolnej. Reforma szkolna wprowadziła 8-letnią szkołę podstawową, dającą jednolite dla wszystkich uczniów wykształcenie i obowiązkowe dla wszystkich obywateli. Należy to uważać za poważny krok naprzód, za wielki postęp i zdobycz społeczną. Ułożone programy fizyki przedstawiają systematyczny kurs fizyki, ułożony logicznie i program nie wydaje się być przeładowany materiałem nauczania, co było wadą wszystkich dotychczasowych programów. Problemy występujące przy realizacji programu to nauczyciel, podręcznik, podręczniki metodyczne dla nauczyciela, pomoce naukowe, odpowiednie warunki lokalowe — pracownie, pięknie uwzględnione w szkołach 1000-lecia.

Mniej jak dotychczas wiadomości konkretnych dostało się do powszechnej wiadomości na temat liceum ogólnokształcącego, a zwłaszcza programu nas szczególnie interesującego, tj. fizyki.

Na podstawie uchwały z dnia 15 lipca 1961 r. o rozwoju systemu oświaty i wychowania organizuje się dla absolwentów szkół podstawowych licea ogólnokształcące i zawodowe, które są szkołami średnimi.

Licea ogólnokształcące mają zapewnić wykształcenie ogólne i politechniczne, niezbędne do podjęcia studiów wyższych oraz przysposobienia do pracy zawodowej. Nauka w liceach ogólnokształcących trwa 4 lata. Liceum ogólnokształcące ma być jednolite dla wszystkich uczniów.

Wymiar godzin z fizyki przedstawia się następująco: klasa I — 3 godz., klasa II — 3 godz., klasa III — 3 godz., klasa IV — 2 godziny tygodniowo. Program ma obejmować wiadomości z fizyki klasycznej i współczesnej oraz astronomii. Tak ze strony fizyków, jak i astronomów wysunięto propozycję wydzielenia astronomii w osobną dyscyplinę i przeznaczenia na nią 1 godziny tygodniowo w klasie IV. W ten sposób 12 godzin tygodniowo we wszystkich klasach byłoby przeznaczonych na fizykę i astronomię, co stanowiłoby o 2 godziny tygodniowo więcej aniżeli było w programach sprzed 40 przeszło laty, faktycznie jest obecnie tylko o jedną, przy znacznie powiększonym materiale nauczania.

Oprócz programu niezmiernie ważnym środkiem nauczania jest podręcznik. Po ukazaniu się pierwszego sputnika Massachusetts Institute of Technology zorganizował komitet studiów fizyki — Physical Science Study Committee, który stanowi grupę wybitnych profesorów i nauczycieli fizyki, którzy opracowali odpowiednie programy i pomoce naukowe, a wśród nich doskonały podręcznik fizyki dla szkół średnich: *Physics*, który ukazał się w 1960 r., a jego przekład rosyjski w r. 1965. Podręcznik jest dostosowany do programu, w którym:

1. większość zdobyczy fizyki aż po czasy dzisiejsze jest przedstawiona i ujęta w jedną logiczną całość,
2. fizyka jest przedstawiona jako dążenie intelektualne i kulturalne, które jest częścią codziennej aktywności człowieka i jego osiągnięć.

Napisanie dobrego podręcznika przekracza siły jednego czy dwóch autorów, jeżeli się zważy, że nie tylko tym się oni zajmują.

Pragnęlibyśmy, aby nad tymi sprawami miało pieczę u nas również i Towarzystwo Fizyczne, aby było doradcą, instruktorem i inspiratorem nowych idei w nauczaniu. Taką rolę spełnia ono dzisiaj w wielu krajach na świecie — wystarczy wymienić Anglię, Amerykę lub kraje Demokracji Ludowych.

Na zakończenie tego referatu należy jeszcze podać do publicznej wiadomości piękną inicjatywę Zarządu Głównego Polskiego Towarzystwa Fizycznego utworzenia nagród dla wyróżniających się nauczycieli fizyki. Nagrody te mają być przyznawane corocznie nauczycielom, członkom P.T.F. W tym roku komisja nagród postanowiła wystąpić z wnioskiem, który dzisiaj przedstawi Walnemu Zebraniu o przyznanie nagrody:

1. za działalność popularyzatorską z fizyki,
2. za wkład w przygotowanie uczniów do udziału w Olimpiadach Fizycznych, uwieńczonych zdobyciem szacownych tytułów laureatów, co dowodzi, że i rozwój talentów jest wynikiem dobrego nauczania,
3. za opiekę nad młodymi nauczycielami fizyki oraz pomoc w podnoszeniu ich poziomu naukowego i dydaktycznego.

Te nagrody uwydatniają ważne dziedziny społecznej działalności Polskiego Towarzystwa Fizycznego, które są dopełnieniem poprzednio rozważanych, a wszystkie one wynikają z nadrzędnego celu, wytyczonego przed laty u kolebki powstania Towarzystwa. Cel ten określili w dniu 11 kwietnia 1920 roku podczas pierwszego inauguracyjnego zgromadzenia Polskiego Towarzystwa Fizycznego jego pierwszy przewodniczący Władysław Natanson: „Związani w tym towarzystwie, postanawiamy gorliwie i wiernie służyć Narodowi swemu“.

### The Contemporary Problems in Didactics of Physics

*Abstract:* At the meetings of the Polish Physical Society during its forty years of activity didactical sections have always given an opportunity for discussion on contemporary problems in physics education. In a review presented at the XIX meeting in Cracow on September 21—26, 1965, the following items were considered: the recent activity of IUPAP in the field of physics education, the collaboration between the chairs of physics and industry, International News of Physics Education published in collaboration with the International Commission on Physics Education by the American Institute of Physics, new trends and experiments in the development of physics education in MIT, the activity of PSSC and new curricula in the teaching of physics in the high and higher Schools in Poland.

### Nagroda Guggenheimów

Międzynarodową Nagrodę Astronautyczną imienia Daniela i Florence Guggenheimów za rok 1965 w wysokości 1000 dolarów otrzymał M. W. Kiełdysz, prezes Akademii Nauk ZSRR, matematyk znany ze swych badań w dziedzinie mechaniki i astronautyki, areodynamiki, dynamiki cieczy i teorii drgań.

Kiełdysz urodził się w 1911 r. w Rydze, kształcił się na Uniwersytecie w Moskwie. Od roku 1930 pracował w Instytucie Matematycznym Stieklowa, a w roku 1954 został dyrektorem Wydziału Matematyki Stosowanej tego Instytutu. W roku 1943 został wybrany członkiem korespondentem Akademii Nauk ZSRR, a w trzy lata później został członkiem rzeczywistym. Od roku 1961 jest prezesem Akademii Nauk ZSRR.

### Doktorat h. c. dla Heisenberga

Znakomity fizyk niemiecki Werner Heisenberg, profesor Uniwersytetu w Monachium, laureat Nagrody Nobla z fizyki, otrzymał doktorat *honoris causa* Uniwersytetu w Kopenhadze.

### Medal Hughesa

Londyńskie Towarzystwo Królewskie nadało medal Hughesa za rok 1965 D. H. Wilkinsonowi, profesorowi fizyki doświadczalnej Uniwersytetu Oxfordzkiego za jego osiągnięcia w dziedzinie badań teoretycznych i doświadczalnych struktury jądrowej oraz w dziedzinie fizyki wysokich energii.

### Medal Franklina

Frederick Seitz, prezes Narodowej Akademii Nauk Stanów Zjednoczonych, otrzymał Medal Franklina, przyznany mu przez Instytut Franklina za jego wkład w fizykę ciała stałego oraz za jego wybitny udział w pracach organizacyjnych.

Prace teoretyczne Seitza pozwoliły wyjaśnić właściwości metalicznego sodu, zjawisko luminescencji w kryształach haloidków alkalicznych, oraz szereg zagadnień związanych z defektami w kryształach. Seitz zastosował algebrę macierzy do klasyfikacji grup krystalograficznych i obliczania energii progowej promieniowania jądrowego, wywołującego powstawanie defektów w kryształach. Jego podręcznik *Modern Theory of Solids*, wydany po raz pierwszy w 1940 roku, zyskał od razu wielkie uznanie i dziś należy już do „klasyków“. Po wojnie Seitz zajmował się głównie badaniami właściwości półprzewodników i związku między lukami atomowymi a dyslokacjami w kryształach.

Seitz kształcił się w Uniwersytetach Stanford i Princeton. Gdy w roku 1962 został wybrany prezesem Narodowej Akademii Nauk Stanów Zjednoczonych, był równocześnie Dziekanem Wydziału Fizyki Uniwersytetu Stanu Illinois, a później Dziekanem Studium Podyplomowego. W roku 1960 Seitz był przewodniczącym Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego. W latach 1957—1960 był wiceprzewodniczącym Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej. Seitz jest również członkiem Naukowego Komitetu Doradczego Prezydenta Stanów Zjednoczonych.

### 60-lecie urodzin Blocha

23 października 1965 roku Feliks Bloch, wybitny fizyk-teoretyk, ukończył 60 lat.

Bloch urodził się w Szwajcarii, studiował w ETH w Zurychu, doktoryzował się na Uniwersytecie w Lipsku w 1928 roku. Po dalszych studiach w Zurychu, Utrechcie i Kopenhadze został w 1932 r. wykładowcą na Uniwersytecie w Lipsku, ale już po roku musiał opuścić Niemcy. Wyjechał do Paryża, a później jako stypendysta rocke-

fellerowski do Rzymu. W roku 1934 wyjechał na stałe do Stanów Zjednoczonych. Jest profesorem Uniwersytetu Stanford.

W czasie II wojny światowej Bloch pracował nad zagadnieniami energii jądrowej, objętymi przez tak zwany Manhattan Project oraz nad zastosowaniami radaru do obrony przeciwlotniczej. W latach 1954—1955 był pierwszym Generalnym Dyrektorem Europejskiego Centrum Badań Jądrowych (CERN) w Genewie. Bloch jest członkiem Narodowej Akademii Nauk Stanów Zjednoczonych, Amerykańskiej Akademii Sztuk i Nauk i przewodniczącym Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego. W roku 1952 Bloch otrzymał wspólnie z E. M. Purcellem Nagrodę Nobla z fizyki za „opracowanie nowej metody precyzyjnego pomiaru jądrowych momentów magnetycznych oraz za odkrycia dokonane przy zastosowaniu tej metody“.

Prace naukowe Blocha cechuje wielka oryginalność i różnorodność zarówno pod względem tematyki, jak i ujęcia. Nazwisko Blocha kojarzy się w fizyce z bardzo wieloma zjawiskami i wzorami. Funkcje falowe Blocha w teorii pasmowej ciał stałych opisują ruch elektronów w potencjale periodycznym sieci krystalicznej. Koncepcja fal spinowych Blocha doprowadziła do pierwszych ilościowych rezultatów dotyczących nasycenia namagnesowania ferromagnetyków w niskich temperaturach. Warstwa Blocha jest warstwą przejściową, która oddziela sąsiednie domeny materiału ferromagnetycznego, namagnesowane w różnych kierunkach. Wzór Bethe-Blocha wyznacza straty energii cząstek naładowanych przy przechodzeniu przez materię. Teoria Blocha-Nordsiecka rozbieżności pojawiających się w elektrodynamice kwantowej była pierwowzorem nowoczesnych teorii poprawek radiacyjnych w procesach rozproszenia cząstek naładowanych. Równania Blocha opisujące rezonans magnetyczny stały się podstawą doświadczeń, obmyślonych i wykonanych niezależnie od prac Purcella — za te właśnie doświadczenia otrzymał Bloch Nagrodę Nobla.

Teoretyczne prace Blocha nad rozpraszaniem magnetycznym powolnych neutronów doprowadziły do pierwszych pomiarów momentu magnetycznego neutronu (praca

wspólna z Alvarezem) i doświadczeń z polaryzacją neutronów (wspólnie z Hammermeshem i Staubem).

### Yang w Stony Brook

Znakomity fizyk-teoretyk, laureat Nagrody Nobla — C. N. Yang, który od 1949 roku był profesorem w Institute for Advanced Study w Princeton został powołany na profesora fizyki w Uniwersytecie Stanu Nowy Jork w Stony Brook i objął Katedrę im. Alberta Einsteina, z którą związana jest roczna dotacja 100 000 dolarów. Z sumy tej 45 000 dolarów przeznaczony jest na pensję prof. Yanga, a pozostałe 55 000 dolarów może prof. Yang według swego uznania dowolnie rozdzielić na pokrycie kosztów badań i wynagrodzenia personelu katedry.

### Nagrody Wydziału III PAN

Wydział III Polskiej Akademii Nauk przyznał za rok 1965 między innymi dwie nagrody zespołowe z fizyki. Nagrody (po 15 000 zł) otrzymali: dr Jerzy Mycielski i mgr Jan Blinowski za prace nad teorią przewodnictwa domieszkowego w półprzewodnikach oraz prof. Włodzimierz Kołos i dr Lutosław Wolniewicz za prace z teorii cząstekek dwuatomowych.

### A. Hrynkiewicz wicedyrektorem ZIBJ

Jednym z wicedyrektorów Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnie został wybrany Andrzej Hrynkiewicz, profesor Uniwersytetu Jagiellońskiego.

### Nagroda Davissona i Germera

Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne i firma Bell Telephone ustanowiły nagrodę za wybitne osiągnięcia w dziedzinie fizyki elektronowej i atomowej. Nagroda ta (w wysokości 2500 dolarów) nosi nazwę Nagrody Davissona i Germera na cześć dwóch pionierów badań falowej natury elektronów. Będzie ona przyznawana corocznie przez Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne.

## Leprince-Ringuet w gronie „Nieśmiertelnych“

Louis Leprince-Ringuet, wybitny fizyk francuski, specjalista w dziedzinie promieniowania kosmicznego, członek francuskiej Akademii Nauk został wybrany na członka Akademii Francuskiej.

Licząca 40 członków Akademia Francuska jest najstarszą częścią tak zwanego Instytutu i została założona w XVII wieku przez kardynała Richelieu. Gromadzi ona przede wszystkim poetów, dramaturgów i w ogóle pisarzy i według tradycji ma służyć kultowi języka francuskiego. Członkowie Akademii, popularnie nazywani są Nieśmiertelnymi, co ma oznaczać, że dzieła ich zapewniają im trwałą pamięć. Poza pisarzami do Akademii bywają wybierani wybitni wodzowie, filozofowie i, nader rzadko, przedstawiciele nauk ścisłych, jak na przykład matematyk Henri Poincaré, czy fizycy Maurice i Louis de Broglie. W obecnym składzie Akademii znajduje się więc dwóch fizyków — wybrany przed mniej więcej 20 laty Louis de Broglie, laureat Nagrody Nobla i stały sekretarz Akademii Nauk, oraz nowo wybrany Louis Leprince-Ringuet.

### A. Piekara w Warszawie

Arkadiusz Piekara, dotychczas profesor fizyki doświadczalnej Uniwersytetu Poznańskiego został powołany na Katedrę Fizyki na Wydziale Chemicznym Uniwersytetu Warszawskiego.

### Dziesięciolecie IBJ

Uchwałą Prezydium Rządu z 4 czerwca 1955 r. został utworzony Instytut Badań Jądrowych przy Polskiej Akademii Nauk. W skład Instytutu weszły placówki Badań Jądrowych Polskiej Akademii Nauk (ośrodek warszawski i krakowski) oraz Zakład Fizyki Cząstek Elementarnych Polskiej Akademii Nauk. W kilka miesięcy później Prezydium Rządu zatwierdziło projekt budowy reaktora doświadczalnego w Ośrodku Świerk pod Warszawą oraz cyklotronu w Ośrodku Bronowice pod Krakowem.

Pierwszym dyrektorem Instytutu Badań Jądrowych był Andrzej Sołtan, profesor Uniwersytetu Warszawskiego, członek korespondent Polskiej Akademii Nauk.

Z chwilą powstania w dniu 6 lipca 1956 r. resortu Pełnomocnika Rządu do spraw Wykorzystania Energii Jądrowej, Instytut Badań Jądrowych stał się jednostką budżetową podległą w zakresie finansów i inwestycji Pełnomocnikowi Rządu. Opiekę naukową nad Instytutem spełnia Rada Naukowa Instytutu oraz Komitet do spraw Pokojowego Wykorzystania Energii Jądrowej przy Prezydium Polskiej Akademii Nauk.

Od 21 lipca 1960 r. Ośrodek Fizyki Jądrowej w Krakowie wyodrębnił się jako samodzielny Instytut Fizyki Jądrowej, którego dyrektorem jest Henryk Niewodniczański, profesor Uniwersytetu Jagiellońskiego, członek rzeczywisty Polskiej Akademii Nauk.

Dnia 31 maja 1958 r. reaktor doświadczalny w Świerku, o mocy 2 MW, osiągnął stan krytyczny. 22 listopada 1958 r. rozpoczął działanie cyklotron w Bronowicach.

Instytut Badań Jądrowych dzieli się organizacyjnie na pion: pion Naczelnego Dyrektora, pion fizyki, pion chemii, pion energetyki. W skład pionu fizyki wchodzi następujące zakłady i laboratoria: Zakład Reakcji Jądrowych (kier. prof. Z. Wilhelmi), Zakład Fizyki Jądra Atomowego (kier. doc. Z. Sujkowski), Zakład Fizyki Jądrowej (kier. prof. B. Buras), Zakład Elektroniki (kier. prof. J. Kosacki), Zakład Teorii Jądra Atomowego (kier. prof. J. Dąbrowski), Zakład Fizyki Wielkich Energii, dzielący się na 3 oddziały — Oddział Warszawski (kier. prof. J. Pniewski), oddział krakowski (kier. prof. M. Mięśowiec) i oddział łódzki (kier. prof. A. Zawadzki), Laboratorium Kriogeniczne (kier. prof. B. Buras) i Laboratorium Budowy Akceleratora Liniowego (kier. dr T. Niewodniczański). Kierownikiem pionu fizyki jest prof. Marian Danysz.

W dniu 14 grudnia 1965 r. z okazji dziesięciolecia Instytutu Badań Jądrowych odbyła się uroczysta sesja, na której wygłoszono referaty o podstawowych kierunkach badań prowadzonych w Instytucie Badań Jądrowych oraz w Instytucie Fizyki Jądrowej w Krakowie.

### Kosmotron na złom?

Specjalna komisja w składzie: przewodniczący — R. Wilson (Harvard University), członkowie — O. Chamberlain (University of California), S. Devon (Columbia University), H. Feshbach (MIT), L. Mandansky (John Hopkins University), F. E. Mills (Midwest Universities Research Association), J. Sanweiss (Yale University), A. Turkevich (University of Chicago) zastanawia się nad przyszłością Kosmotronu, trzynastoletniego akceleratora w Brookhaven przyspieszającego cząstki do energii 3 GeV. Rozważane są możliwości bądź całkowitego zaniechania dalszej eksploatacji akceleratora, bądź też przekazania go innym grupom badawczym. Raport Komisji będzie przekazany Amerykańskiej Komisji Energii Atomowej, która wyda ostateczną decyzję co do przyszłości Kosmotronu.

### Chłodziarki termoelektryczne

Hinduski ośrodek Atomic Energy Establishment w Trombaju wytwarza chłodziarki oparte na wykorzystaniu efektu Peltiera w półprzewodnikach, w szczególności w tellurku bizmutu. Niewielki i stosunkowo mało kosztowny układ 18 termoelementów może „odpompować” 18 watów ciepła, przy czym chłodna powierzchnia uzyskuje temperaturę  $-33^{\circ}\text{C}$ , a gorąca  $+30^{\circ}\text{C}$ . Urządzenie takie nadaje się na przykład doskonale do chłodzenia fotomnożnika i może utrzymywać go w temperaturze około  $-16^{\circ}\text{C}$ , dzięki czemu prąd ciemny fotomnożnika spada o trzy rzędy wielkości w stosunku do prądu w temperaturze pokojowej.

### Konferencja luminescencyjna

XIV Wszeczwiązkowa Konferencja na temat Luminescencji odbyła się w dniach od 16 do 22 września 1965 roku w Rydze. Zorganizowana została przez Radę Naukową do spraw Luminescencji przy Wydziale Fizyki Ogólnej i Stosowanej Akademii Nauk ZSRR oraz przez Instytut Fizyki Akademii Nauk Łotewskiej SRR i Łotewski Uniwersytet im. P. Stuczki. Program konferencji

ograniczał się do przeglądu prac z dziedziny kinetyki luminescencji rekombinacyjnej, elektroluminescencji i chemii fosforów krystalicznych. Mimo ograniczenia programu do kilku wybranych zagadnień udział w konferencji wzięło aż 530 osób. Na posiedzeniach plenarnych i sekcyjnych wygłoszono około 200 referatów.

Wiele uwagi poświęcono związkom między świeceniem rekombinacyjnym a foto-przewodnictwem i innymi właściwościami elektrycznymi. Podkreślono korzyści, jakie daje jednoczesne badanie różnych charakterystyk fosforów (luminescencja, pochłanianie, przewodnictwo elektryczne itp.). Nowe informacje o naturze poziomów elektronowych i dziurowych pozwoliły na sformułowanie jaśniejszego poglądu na mechanizm fotoluminescencji kryształów.

Na konferencji przeprowadzono 4 dyskusje na tematy: elektronowe i dziurowe świecenie rekombinacyjne kryształów, natura centrów wychwytu w fosforach krystalicznych, problemy chemii luminoforów, mechanizm elektroluminescencji.

### Fizyka plazmy

We wrześniu 1965 r. odbyła się w Culham w Anglii międzynarodowa konferencja na temat fizyki plazmy i kontrolowanych reakcji termojądrowych. Konferencja była zorganizowana przez Międzynarodową Agencję Energii Atomowej. Wzięło w niej udział 200 osób z 25 krajów. Wygłoszono około 80 referatów.

Bardzo istotne postępy poczyniono w pracach doświadczalnych nad hydromagnetyczną stabilizacją w układach otwartych. Przed kilku laty przewidywania teorii stabilizacji hydromagnetycznej w odniesieniu do omowego rozgrzewania wyładowań w silnych polach magnetycznych zostały potwierdzone przez eksperymenty wykonane w Związku Radzieckim i w Stanach Zjednoczonych. Cztery lata temu M. S. Joffe na konferencji w Salzburgu przedstawił wyniki badań prowadzonych w ZSRR w Instytucie Kurczatowa, według których zastosowanie wielopolarnych pól poprzecznych do osi zwiększa gęstość plazmy cylindrycznej o całe rzędy wielkości. Pola te rosną szybko wraz z odległością do osi symetrii. Dodanie

tych pól do zwykłego pola zwierciadlanego powinno przeszkodzić powstawaniu wszelkich zakłóceń hydromagnetycznych. Na konferencji w Culham przedstawiono wyniki badań nad tymi zagadnieniami, prowadzonych przez 6 różnych laboratoriów. We wszystkich sześciu ośrodkach doświadczenia prowadzi się ze stosunkowo gorącą plazmą, jednak sposoby wytwarzania plazmy są bardzo różne. W jednym z urządzeń w Instytucie Kurczatowa plazmę rozgrzewa się za pomocą magnetronu o częstotnościach radiowych, w Culham (Anglia) i w Fontenay (Francja) używa się plazmy wstrzykiwanej z działa, a w trzech innych urządzeniach: Alice w Livermore (USA), Ogra w Instytucie Kurczatowa i Phoenix w Culham stosuje się iniekcję wysokoenergetycznych neutralnych atomów. Jakościowa zgodność wyników uzyskanych w tych różnych urządzeniach wskazuje, że przyjęte założenia są słuszne.

Uzyskanie plazmy toroidalnej przedstawia o wiele więcej problemów doświadczalnych niż konfiguracje otwarte i dlatego w tym kierunku prowadzi się o wiele mniej prac. Głównym problemem urządzeń toroidalnych jest anomalna utrata cząstek z pola magnetycznego, nazywana zwykle *pumpout* („odpompowywanie“). Nie udało się jeszcze uzyskać teoretycznego wyjaśnienia powstawania zjawiska „odpompowywania“.

Z przedstawionych na konferencji podstawowych badań fizyki plazmy wymienić może warto eksperymenty prowadzone w Sztokholmie z obracającą się plazmą, piękne potwierdzenie doświadczalne przeprowadzone w laboratorium General Atomic (USA) tak zwanego tłumienia Landaua oraz badania prowadzone w Culham i w Leningradzie nad rozchodzeniem się fal elektromagnetycznych w plazmie turbulentnej. Natomiast w zupełnie nowym kierunku idą prace prowadzone we Frascati nad wytworzeniem plazmy przez odparowywanie małych kropelek przy użyciu lasera.

#### Ferro- i antyferromagnetyki

W dniach od 2 do 7 czerwca 1965 roku odbyła się w Swierdłowsku Wszechzwiązkowa Konferencja poświęcona własnościom

ferro- i antyferromagnetycznym metali, stopów, ferrytów i cienkich warstw.

Mimo że zjawiska ferro- i antyferromagnetyzmu są od dawna znane, pozostało jeszcze do wyjaśnienia wiele zagadnień teoretycznych, jak na przykład kryterium ferromagnetyzmu.

Innym ważnym zagadnieniem omawianym na konferencji były oddziaływania spin-fononowe w sieciach krystalicznych ferro- i antyferromagnetyków. Szereg referatów poświęconych było wyznaczaniu wewnętrznych efektywnych pól magnetycznych na jądrach jonów.

Poza zagadnieniami ściśle teoretycznymi, na konferencji przedstawiono również wyniki prac doświadczalnych z tej dziedziny.

#### S. K. Allison

Dnia 15 września 1965 roku zmarł w Anglii Samuel K. Allison, wybitny fizyk amerykański, dyrektor Instytutu Badań Jądrowych im. Enrico Fermiego Uniwersytetu w Chicago.

Samuel K. Allison urodził się w roku 1900 w Chicago, studiował na Uniwersytecie w Chicago, gdzie doktoryzował się w 1923 r. Po dalszych studiach na Uniwersytecie Harvard i w Carnegie Institute of Technology rozpoczął pracę na Uniwersytecie Kalifornijskim w Berkeley. W 1930 r. został powołany na katedrę w Uniwersytecie Chicago. Wcześniejsze prace Allinsona dotyczyły głównie fizyki promieni X. W latach 1924—1936 ogłosił szereg prac z tej dziedziny oraz wspólnie z Arthurem Comptonem napisał znany podręcznik *X-Rays in Theory and Experiment*. Z końcem lat trzydziestych zainteresowania jego zwróciły się ku fizyce jądrowej. Był członkiem grupy, kierowanej przez Fermiego, która doprowadziła do uzyskania pierwszej kontrolowanej łańcuchowej reakcji jądrowej. W 1944 r. przeszedł do Los Alamos, gdzie odegrał ważną rolę w przygotowaniach do pierwszego próbnego wybuchu bomby atomowej pod Alamogordo. On właśnie rankiem 16 lipca 1945 r. odliczał w bunkrze kontrolnym sekundy poprzedzające odpalenie. Po wojnie Allison powrócił do Chicago, gdzie dalej prowadził badania naukowe.



W latach 1960—1963 Allison był przewodniczącym Wydziału Fizyki Narodowej Akademii Nauk i od 1962 r. był przewodniczącym Komitetu Badań Jądrowych Narodowej Akademii Nauk. Wkrótce przed śmiercią został mianowany przewodniczącym zespołu wybitniejszych naukowców, którzy na zlecenie Komisji Energii Atomowej mieli przedyskutować amerykański program badań nad kontrolowanymi reakcjami termojądrowymi. Allison zmarł skutkiem ataku serca, w czasie konferencji na temat fizyki plazmy i kontrolowanych reakcji termojądrowych w Culham w Anglii.

#### H. J. Bhabha

Dnia 24 stycznia 1966 r. zginął w katastrofie lotniczej w pobliżu Genewy Homi Jehangir Bhabha, wybitny fizyk hinduski.

Homi Jehangir Bhabha urodził się w roku 1909, kształcił się na Uniwersytecie w Cambridge, gdzie uzyskał stopień doktora filozofii. Prace Bhabhy dotyczyły przede wszystkim teorii cząstek elementarnych i promieniowania kosmicznego. Zajmował się także zagadnieniem sił jądrowych, strukturą jądrową i fizyką reaktorową.

Bhabha odegrał wielką rolę jako organizator i kierownik badań naukowych. Był dyrektorem Instytutu Badań Podstawowych Tata, gdzie prowadził również seminarium fizyki teoretycznej. Zajmował ważne stanowisko w rządzie Indii jako Sekretarz

do spraw Energii Atomowej i przewodniczący Komisji Energii Atomowej. Był również dyrektorem Ośrodka Badań Energii Atomowej w Trombaj. Na terenie międzynarodowym cieszył się dużym autorytetem, czego dowodem był wybór na przewodniczącego I Konferencji Genewskiej poświęconej pokojowym zastosowaniom energii atomowej. W kadencji 1960/63 był przewodniczącym Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej. Należał do Naukowego Komitetu Doradczego Międzynarodowej Agencji Atomowej i do Naukowego Komitetu Doradczego Organizacji Narodów Zjednoczonych.

Był doktorem *honoris causa* uniwersytetów w Patna, Lucknow, Agra, Perth, Allahabad oraz w Cambridge i w Londynie, członkiem londyńskiego Towarzystwa Królewskiego i edynburskiego Towarzystwa Królewskiego, Amerykańskiej Akademii Sztuk i Nauk.

#### L. Jurkiewicz

Dnia 30 marca 1966 r. zmarł nagle w Krakowie Leopold Jurkiewicz, profesor fizyki Akademii Górniczo-Hutniczej i Dyrektor Instytutu Techniki Jądrowej w Krakowie.

Obszerniejsze wspomnienie pośmiertne o profesorze Jurkiewiczu ukaże się w jednym z najbliższych zeszytów *Postępów Fizyki*.

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

*Gdańsk* — Doc. dr A. KAWSKI  
*Gliwice* — Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI  
*Kraków* — Prof. dr HENRYK NIEWODNICZAŃSKI  
*Lublin* — Doc. dr DANUTA STACHÓRSKA  
*Łódź* — Doc. dr MARIAN KRYSZEWSKI  
*Opole* — Doc. dr CZESŁAW JANKIEWICZ  
*Poznań* — Doc. dr ZDZISŁAW PAJAŁ  
*Szczecin* — Dr WIKTOR NOWAK  
*Toruń* — Doc. dr MIECZYSLAW FRĄCKOWIAK  
*Warszawa* — Doc. dr JULIAN AULEYTNER  
*Wrocław* — Doc. dr ZYGMUNT BODNAR

## SPIS TREŚCI

J. Weysenhoff — Pamięci Władysława Natansona w setną rocznicę Jego urodzin . . . . .	95
K. Gumiński — O pracach termodynamicznych Władysława Natansona . . .	101
A. Jabłoński — XIX Zjazd Fizyków Polskich (Kraków, 21—26 września 1965) — wrażenia uczestnika . . . . .	107
I. Białynicki-Birula — Polowa teoria cząstek elementarnych . . . . .	109
A. Strzałkowski — Reakcje jądrowe . . . . .	115
A. Trautman — Teoria względności . . . . .	129
G. Cocconi — O oddziaływaniach wysokoenergetycznych . . . . .	143
A. Salam — Teoria grup a symetria w fizyce . . . . .	151
A. Salam — Rola fizyki symetrii, niektóre wnioski z konferencji w Oxfordzie — wrzesień 1965. . . . .	167
M. Herman — Metoda momentów w teorii elektronowego rezonansu paramagnetycznego . . . . .	185
J. M. Konarski — Problemy kwantowej biofizyki — struktura białka . . . .	205

## ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

M. Halaunbrenner — Współczesne problemy w dydaktyce fizyki . . . . .	219
KRONIKA . . . . .	225

## Warunki prenumeraty czasopisma

## „POSTĘPY FIZYKI“ — dwumiesięcznik

Prenumeratę na kraj przyjmują urzędy pocztowe, listonosze oraz Oddziały i Delegatury „Ruch“.

Można również dokonywać wpłat na konto PKO nr 4-6-77, 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.