

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

TOM IX

ZESZYT 2

1958

RADA REDAKCYJNA

Przewodniczący — Szczepan Szczeniowski (Poznań),
Członkowie — Władysław Kapuściński (Warszawa),
Henryk Niewodniczański, czł. koresp. PAN (Kraków),
Wojciech Rubinowicz, czł. rzec. PAN (Warszawa),
Leonard Sosnowski (Warszawa)

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Ludwik Natanson (Warszawa)
Zastępca Redaktora Naczelnego — Karol Majewski (Warszawa)
Red. Działu Fizyki Teoretycznej — Przemysław Zieliński (Warszawa)
Red. Działu Fizyki Doświadczalnej — Kazimierz Rosiński (Warszawa)
Sekretarz Redakcji — Barbara Tulczyjew (Warszawa)

Adres Redakcji: Warszawa, Hoża 69

Maszynopisy prac należy nadsyłać w 2 egzemplarzach pod adresem redakcji.
O przyjęciu do druku decyduje Rada Redakcyjna. Autorzy otrzymują
25 odbitek bezpłatnie.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECZNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM IX, ZESZYT 2

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1958

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Warszawa 1, ul. Miodowa 10

Nakład 1800 egz. (1702+98)	Oddano do składania 21.I.58
Ark. wyd. 8,75. Ark. druk. 8,125	Podpisano do druku 16.V.58
Druk. sat. III kl. 80 g. 70×100	Druk ukończono w maju 1958.
Cena zł 15,—	Zamówienie nr 114/58 A-26

Drukarnia im. Rewolucji Październikowej, Warszawa



Władysław Natanson

WŁADYSŁAW NATANSON

Władysław Natanson

Autobiografia

Urodziłem się w dniu 18ym czerwca 1864 roku w Warszawie, z Ojca Ludwika, Dra Medycyny, oraz Matki Natalji. Narodowości jestem polskiej, wyznania Rzymsko-Katolickiego.

W jesieni 1874-go roku wstąpiłem do 1-ej klasy ówczesnego III-go państwowego gimnazjum klasycznego, mieszczącego się w gmachu, po części po-klasztornym, tuż przy Kościele Śgo Krzyża, na rogu ul. (ówczesnej) hr. Berga. Przeszedłem w tym gmachu ośm normalnych klas gimnazjalnych; złożywszy na wiosnę 1882 roku egzamin dojrzałości, otrzymałem tzw. (jak mówiono wówczas) „patent”. W owym gimnazjum, gdzie Inspektorem był osławiony Troickij, uczono nas nieudolnie i słabo, ale gnębiono i prześladowano zacięcie; nie nauczono mnie jednak nienawiści, lecz tylko: wstrętu do brutalnej przemocy; pogardy dla głupoty; uwielbienia dla idei sprawiedliwości i swobody; bólu i smutku wobec ciasnoty i złości.

We wrześniu 1882-go roku, mając lat 18, pojechałem do Petersburgu i wstąpiłem na tzw. „kurs” 1szy Sekcji Matematycznej Matematyczno-przyrodniczego Fakultetu Uniwersytetu w Petersburgu. W czerwcu 1886go roku, złożywszy w ciągu lat 4ech przepisane egzaminy, otrzymałem stopień „kandydata” nauk Matem. fizycznych tego Uniwersytetu. Nauki czysto matematyczne stały wówczas dosyć wysoko na tym Uniwersytecie; niektórzy profesorowie, jak Markow, Korkin, Bobyleff, Soczocki (Polak), Ptaszyccki (Polak) i inni, byli wybitnymi specjalistami. Fizyka natomiast, Astronomia, Geofizyka etc były wykładane po-bieżnie, elementarnie, znacznie poniżej ówczesnego na Zachodzie poziomu. Nie było wcale Seminarjów ani praktycznych ćwiczeń w Laboratoryach; do pracowni fizycznej nie dopuszczano studentów. Egzaminy liczne, szczególne, trudne, odbywane ostro (ale bezstronnie i sprawiedliwie) pochłaniały znaczną część czasu. Na przygotowaniu się do nich polegało głównie studium akademickie; czas od tego „uczenia się” swobodny poświęcałem samouctwu w Bibliotece Uniwersyteckiej, gdzie, wbrew przepisom Regulaminu, pozwolono mi dostępu, przesiadywałem ile mogłem w „sali czasopism”.

W lecie 1886go roku wyjechałem na Zachód. Przez czas lat 5-ciu aż do chwili osiedlenia się w Krakowie (1891) r.) wędrowałem po świecie. Znaczną część tego okresu spędziłem w Anglii przede wszystkim w Cambridge, gdzie profesor (dziś Sir) J. J. Thomson okazał mi prawdziwą życzliwość i pomoc. — Byłem również, choć krótko, w Strassburgu; w Gradcu (Graz), gdzie próbowałem uczyć się od słynnego Z. Boltzmanna. Przebywałem dwukrotnie w Dorpacie, gdzie w jesieni 1887 r. broniłem rozprawy na stopień Magistra Fizyki i stopień ten uzyskałem; w jesieni 1888 r. otrzymałem, również w Dorpacie, stopień Doktora Fizyki. Wspominam z wdzięcznością imię prof. Artura von Oettingen, który opiekował się uprzejmie i serdecznie moimi staraniami w Dorpacie.

Od wiosny 1889 do lata 1890 r. mieszkałem w Warszawie, ażeby przygotować do druku książkę p.t. „Wstęp do Fizyki Teoretycznej”, która ukazała się w sierpniu 1890 r., w Warszawie. W tym czasie dostąpiłem szczęścia bliskich i serdecznych stosunków z dwoma uczonymi, których pamięci nie przestanę nigdy przechowywać w czci i wdzięczności: ze ś.p. Władysławem Gosiewskim w Warszawie i ze ś.p. Augustem Witkowskim, prof. Uniw. Jagiell. w Krakowie. Od tych dwóch mężów Gosiewskiego i Witkowskiego doznawałem zawsze gorącej przyjaźni, najserdeczniejszej opieki i pomocy.

Zamykając rzut oka na okres wstępny mego życia, powiem, że istotny wpływ na mnie wywarli: w dzieciństwie, mój Ojciec oraz starszy brat mój Edward; pod koniec tego okresu, jak wspominałem już wyżej, Gosiewski i Witkowski. Naogół 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 się starałem ze wszystkich sił uczyć się od najwyższych Mistrzów, chociażby już Ich dawno nie było na ziemi. Ileż 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 moim zdaniem, żadne wykłady — seminaryjne, zagraniczne — wydać nie mogą.

Stosując się do życzenia Augusta Witkowskiego, habilitowałem się w Uniwersytecie Jagiellońskim, w marcu 1891 r. Rozpocząłem wykłady w m. październiku 1891go r. i odtąd, aż do chwili obecnej mam radość i zaszczyt reprezentowania fizyki teoretycznej w Uniwersytecie Jagiellońskim.

W r. 1892im Wydział Filozoficzny Uniwersytetu Jagiellońskiego przedstawił mnie ówczesnemu Ministeryum Ośw. w Wiedniu do mianowania „profesorem tytularnym”, co nastąpiło (jeżeli dobrze pamiętam) w r. 1893im.

W r. 1893 Polska Akademia Umiejętności zaliczyła mnie w poczet swych członków korespondentów.

W r. 1896ym Wydział Filozoficzny Uniw. Jagiellońskiego przedstawił mnie ówczesnemu Ministeryum Ośw. w Wiedniu do zamianowania profesorem zwyczajnym fizyki teoretycznej w Uniwersytecie Jagiellońskim. Ze względu na trudności budżetowe, związane w owym czasie z utworzeniem nowej katedry (a także z powodu, że będąc wówczas „poddanym” rosyjskim miałem pewne trudności z przyjęciem austriackiego obywatelstwa), sprawa katedry była zawila i posuwała się powoli naprzód. Zostałem zamianowany profesorem nadzwyczajnym w m. styczniu 1899go roku, profesorem zwyczajnym w m. styczniu 1903go roku.

W dn. 17 maja 1900 Polska Akademia Umiejętności uczyniła mi zaszczyt, powołując na członka czynnego krajowego w Wydziale Matematyczno-Przyrodniczym.

W r. akad. 1907/08 z woli p.p. Kolegów byłem Dziekanem Wydziału Filozoficznego Uniw. Jagiellońskiego. W r. 1907ym zostałem wybrany Sekretarzem Wydziału Matematyczno-Przyrodniczego i Polskiej Akademii Umiejętności i urząd ten pełniłem do r. 1914go.

W r. 1912ym Towarzystwo Naukowe Warszawskie powołało mnie na członka swego rzeczywistego. W r. 1914ym Towarzystwo Fizyczne Francuskie (Societe Française de Physique) w Paryżu powołało mnie na członka Rady (membre de Conseil). (Członkiem analogicznego angielskiego Towarzystwa, Physical Society w Londynie, jestem od m. grudnia 1886 roku). W roku 1919ym w lipcu Polska Akademia Umiejętności wydelegowała mnie, jako swego reprezentanta, na pierwsze, konstytucyjne, Zebranie „Międzynarodowej Rady Badań Naukowych” (Conseil International de Recherches, International Research Council) w Brukseli. (1920 Tow. Fiz. P.).

W kwietniu 1922go r. Uniwersytet Jagielloński powierzył mi najwyższą w nim godność, urząd Rektora na rok. akad. 1922/23.

W r. 1925 na Zgromadzeniu Unii Międzynarodowej Fizycznej zostałem wybrany jej Wice-Prezydentem.

W r. 1926ym zostałem wybrany Dyrektorem Wydziału Matematyczno-Przyrodniczego Polskiej Akademii Umiejętności na okres 3-letni. W r. 1932 p.p. Koledzy powierzyli mi tę samą godność.

W r. 1929ym w listopadzie p. Prezydent Rzplitej nadał mi godność Komandora Orderu Odrodzenia Polski.

W maju 1930 r. Uniwersytet Jagielloński ofiarował mi godność niezmiernie zaszczytną doktora filozofii „honoris causa” tego Uniwersytetu.

W m. wrześniu 1930 r. Polskie Towarzystwo Fizyczne, którego miałem zaszczyt w r. 1920ym być pierwszym prezesem, wybrało mnie swoim członkiem honorowym.

Za wszystkie te dowody zyczliwego uznania poczuwałem się zawsze do najwyższej wdzięczności, zdając sobie jednak szczerze z tego sprawę, jak mało na nie zasłużyłem. Pozwalam sobie w tym względzie powołać się na słowa, wypowiedziane przy sposobności wręczenia mi dyplomu Dra fil.h.c. w Auli Uniw. Jagiellońskiego w dniu 15 maja 1930 i przemówienie ówczesne w odbitce z „Czasu” niech mi wolno będzie załączyć jako naukową spowiedź moją.

Dla uzupełnienia tych danych:

W rodzinie mej, mieszczańskiej, o tradycjach pracy przemysłowej, zamiłowanie do nauk przyrodniczych i cześć dla nich istniała od dawna. Ojciec mój, wychowaniec od r. 1838go Akademii Lekarskiej (Medycyny) w Wilnie i Uniwersytetu Dorpackiego, obok pracy lekarskiej, którą przez lat 50 uprawiał w Warszawie, czynny był jako pisarz i tłumacz oraz redaktor „Tygodnika Lekarskiego” na niwie piśmiennictwa przyrodniczo-lekarskiego polskiego. Stryj mój Jakób, od r. 1862go profesor Szkoły Głównej w Warszawie, zapisał swe imię w dziejach Chemii Organicznej. Stryjeczny mój brat Józef, w Uniwersytecie oddawał się studiom zoologicznym; pisał na wygnaniu w Gub. Wołogrodzkiej o bakterjologii; przez wiele lat był członkiem komitetu Kasy im. Mianowskiego i Redakcyi (dawnego) „Wszecchwiała”. Brat mój Edward poświęcił się w młodości badaniom w zakresie fizyki; pierwsze moje i jego prace zostały przez nas wspólnie ogłoszone i wykonane.

Do serdecznych i bliskich swoich przyjaciół, którym bezmiernie wiele zawdzięczam, należeli, oprócz Wł. Gosiewskiego i A. Witkowskiego — nadto: Józef Jerzy Boguski w Warszawie, Karol Potkański, Konstanty Górski, O. Stefan Pawlicki, Napoleon Cybulski, Jacek Malszewski, Karol Olszewski, Maryan Smoluchowski, Ludwik Birhenmajer w Krakowie. Wymieniam tylko Zmarłych; wymieniam Ich w uczuciu niewygasłego zobowiązania i wdzięczności.

Wykaz bibliograficzny moich prac drukowanych załączam. Nie umiem wydzielić z pomiędzy nich dzieł cenniejszych. Wszystkie te prace są to

prawdopodobnie usiłowania, próby, cegiełki, które posłużyły może (w najpomyślniejszym przypadku) do dalszego rozwoju oraz postępu i przez późniejsze prace niejako wchłonięte zostały. Nie wiem, czy którekolwiek zasługują (już dzisiaj) na wyszczególnienie i pamięć.

Do stronnictw politycznych nigdy nie należałem; nie należą też dziś do żadnego stronnictwa. Walkom politycznym czułem się obcy; niechętny. Pragnąłem zawsze coś czynić, w miarę sił tworzyć, po sobie zostawić; walki, polemiki, budziły we mnie niesmak. Co jest słabe i liche, moim zdaniem, samo upada, zginie, przepadnie. Najlepszą krytyką jest twórczość.

Wobec wyraźnego życzenia W. Szan. Redakcji Słownika zaznaczam, że o ile przypominam sobie obszerniej o mnie pisali: a) Wł. Gosiewski we „Wszechświecie” w roku 1892 lub 93 przy sposobności nagrody, którą wówczas otrzymałem od Komitetu Kasy im. Dra J. Mianowskiego za „Wstęp do Fizyki Teoretycznej”; b) prof. Dr. Roman Dyboski w „Czasie” z dn. 16.V.1930 r. (Nr 111) przy sposobności wręczenia mi dyplomu Dra Fil. hon. causa w Auli Un. Jagiellońskiego w dn. 15.V.1930 r. Drobniejsze wzmianki, lub recenzje mych prac muszą tutaj pominąć; może wolno mi jednak będzie wspomnieć o artykule J. J. Boguskiego o „Wstępie” Kurjer Warszawski No 321 z r. 1890.

Kraków 29.VI.1933 r.

Jan Weysenhoff
Zakład Fiz. Teoret. UJ

Działalność naukowa profesora W. Natansona*

(1864—1937)

Dwadzieścia lat temu zmarł w Krakowie w siedemdziesiątym trzecim roku życia śp. Władysław Natanson, były Rektor Uniwersytetu Jagiellońskiego, ostatni z plejady wielkich fizyków polskich końca XIX wieku i pierwszego ćwierćwiecza wieku dwudziestego, który naukę polską dźwignął na nowe wyżyny. Zbyt często zapominamy ile im jest winna współczesna fizyka polska.

Władysław Natanson urodził się w roku 1864 jako syn znanego i powszechnie cenionego lekarza warszawskiego Ludwika Natansona. W związku z treścią niniejszego wspomnienia szczególnie może nas zainteresować fakt, że ojciec Władysława, Ludwik nie był tylko wytrawnym lekarzem praktykiem, ale i lekarzem uczonym, 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 opublikował w r. 1876 pracę o tworzeniu się fuksyny przez utlenianie aniliny. Dopiero w dwa lata później A. W. Hoffmann w Niemczech opisał klasyczną dzisiaj syntezę fuksyny, pierwszego znanego barwnika anilinowego, a w rok potem dwaj Francuzi i W. H. Perkin w Anglii opatentowali metodę otrzymywania fuksyny. W ten sposób Jakub Natanson jest bezsprzecznie twórcą pierwszego barwnika anilinowego, którego odkrycie zapoczątkowało powstanie całego wielkiego działu chemii technicznej barwników anilinowych. Niestety w Polsce nie było wówczas warunków, aby mogło to nastąpić właśnie u nas.

Ale wróćmy do Władysława Natansona. Jego specjalne uzdolnienia do nauk ścisłych oraz gorące umiłowanie nauki i wiara w jej moralne posłannictwo zaczęły się pojawiać bardzo wcześnie. Już jako piętnastoletni chłopiec ogłasza — wraz ze starszym bratem Edwardem — swój

* Referat wygłoszony na XV Zjeździe Fizyków Polskich we Wrocławiu 5 listopada 1957.

pierwszy artykuł popularno-naukowy pt. „Słońce i węgiel” (Przyroda i Przemysł 1879). Nastąpiło potem kilka dalszych prac popularnych, po czym w latach 1885 i 1886 ukazały się klasyczne dzisiaj dwie prace doświadczalne obu Natansonów: „Badania nad dysocjacją dwutlenku azotu” (Kosmos 1885) i „Dalsze badania nad dysocjacją dwutlenku azotu” (Kosmos 1886).

Badania te stanowiły jedno z dwu pierwszych potwierdzeń „prawa działania mas”, odkrytego na drodze teoretycznej w r. 1867 przez Guldberga i Waagego. Poprzedziły je tylko prace Hautefeuille’a (1867) i Lemoine’a (1877) nad tworzeniem się jodowodoru z jodu i wodoru. Badania Natansonów, o których mowa, zaliczają się do klasycznych prac z danej dziedziny i jako takie są cytowane we wszystkich dawniejszych podręcznikach termodynamiki i termochemii oraz w nowszych, które zajmują się również i rozwojem historycznym tej gałęzi wiedzy.

Po zakończeniu tych pomiarów Władysław Natanson tylko raz jeszcze powracał do samodzielnej pracy doświadczalnej w krótkiej publikacji (wraz z J. J. Boguckim) o „Barometrze odczytywanym przy pomocy zetknięć elektrycznych” (1888), poza tym cały wysiłek twórczy swego pracowitego żywota poświęcił rozwojowi fizyki teoretycznej w licznych pracach naukowych, oraz krzewieniu jej zasad i wyjaśnianiu jej znaczenia dla ludzkości w wielu podręcznikach, artykułach popularno-naukowych i zbiorach szkiców literacko-naukowych. Dorobek naukowy wielkiego Uczonego obejmuje 142 pozycje, z czego 82 prace czysto naukowe. Z wyjątkiem trzech lat — z tych dwa podczas pierwszej wojny światowej — prace Natansona ukazywały się rok rocznie od dwiętnastego roku jego życia aż do śmierci; w samym tylko roku 1888, gdy miał 24 lata, opublikował jedenaście prac czysto naukowych i jedną popularno-naukową.

Czasy, w których młody uczony stawiał pierwsze kroki na niwie naukowej, sam, w wiele lat później, w następujący sposób pięknie scharakteryzował: „W końcu XIX-go stulecia zapanowało w atomistyce niejakiem 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, błądą naiwność obnażyli wybornie. I gdy atomistyka była podana we wzgardę, stało się, czego najmniej można się było spodziewać: nieomal ośmieszona doktryna strzeliła płomieniem i nowym światłem zalała nowe obszary nauki. Nie obroniwszy się od ani jednego metodologicznego i krytycznego zarzutu, opanowała myśl pokolenia i od lat niemal trzydziestu prowadzi ją do nieoczekiwanych, zdumiewających zdobyczy”.

Wiedziony trafnym poczuciem rzeczywistości zaciąga się N a t a n s o n od razu w szeregi atomistów, o czym świadczą nie tylko jego rozprawa magisterska („Teoria kinetyczna gazów niedoskonałych”, Dorpat 1887) i doktorska („O teorii kinetycznej zjawiska Joule’a”, Dorpat 1888), ale i cały szereg dalszych prac z teorii kinetycznej gazów. Jednakże rozwój fizyki poprzez wieki wykazuje, że nigdy żadna teoria fizyczna, oparta na dużej liczbie 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 stateczne zwycięstwo teorii atomistycznych nie uwłaczało w niczym termodynamice, uszczuplając tylko nieco zakres jej ważności. Toteż i pomiędzy pracami N a t a n s o n a znajdujemy coraz więcej rozważań, odnoszących się do termodynamiki. Za ukoronowanie tego kierunku jego badań uważać można rozprawy z r. 1896 „O prawach zjawisk nieodwracalnych” i z r. 1897 „O termokinetycznych własnościach potencjałów termodynamicznych”. N a t a n s o n o w i udało się w nich uogólnić zasadę wariacyjną H a m i l t o n a, dobrze znaną z mechaniki i odgrywającą dzisiaj tak ważną rolę w mechanice kwantowej, do zjawisk nieodwracalnych, badanych w termodynamice. Piotr D u h e m, jeden z największych znawców i precyzatorów termodynamiki klasycznej, który sam doszedł — zapewne nieco później — do podobnych rezultatów, oparł na tych pracach, co wyraźnie zaznacza, cały jeden rozdział swego klasycznego, dwutomowego „Traité d’Energétique ou de Thermodynamique Générale” z r. 1911.

Dzisiaj można by powiedzieć, że te prace N a t a n s o n a wyprzedziły w pewnym sensie swoją epokę, gdyż przez długie lata niemal o nich zapomniano. Dopiero w ostatnich czasach, gdy tak bujnie rozwinęła się tak zwana „termodynamika zjawisk nieodwracalnych” zauważono, że zasada wariacyjna N a t a n s o n a zawiera w zarodku wiele pomysłów, które zakwitły właśnie w tej nowej dziedzinie wiedzy. W swej monumentalnej monografii z tego zakresu S. R. de G r o t t (Thermodynamics of irreversible processes, 1952) pisze na przykład, że jest rzeczą ciekawą, iż duża część nowej teorii zjawisk nieodwracalnych jest w rzeczywistości znacznie starsza aniżeli teoria O n s a g e r a, która w głównej mierze zapoczątkowała rozwój tego nowego działu termodynamiki, przy tym de G r o o t zwraca uwagę na doniosłe prace w tej dziedzinie napisane przez N a t a n s o n a, D u h e m a i paru innych późniejszych autorów. Już parę lat przedtem inny specjalista nowej dziedziny termodynamiki I. P r i g o g i n e (1947) wskazuje na „ważną pracę uczonego polskiego, L. N a t a n s o n a”. Obecnie chemicy-teoretycy krakowscy badają bliżej związki między zasadą N a t a n s o n a a współczesną teorią zjawisk nieodwracalnych.

Przez szereg lat zajmuje się Natanson 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*: „O polaryzacji eliptycznej światła w środowisku absorbującym i skręcającym płaszczyznę polaryzacji”, w której Natanson podaje pewną regułę znaną dotychczas — szczególnie we Francji — pod nazwą „reguły Natansona”. Odnosi się ona do dichroizmu kołowego w ciałach obdarzonych naturalną własnością skręcania płaszczyzny polaryzacji, tj. do niejednakowego wygaszania w ciałach optyczne czynnych obu składowych kołowych, na które można rozłożyć każdą falę świetlną spolaryzowaną liniowo. W teorii tych zjawisk, podanej po raz pierwszy przez Fresnela, zwracano poprzednio uwagę tylko na różnicę prędkości rozchodzenia się obu kołowo spolaryzowanych składowych, nie uwzględniając tego, że również i współczynniki absorpcji muszą się różnić dla obu składowych, przez co wiązka światła liniowo spolaryzowanego przy wejściu do danego środowiska opuszcza je spolaryzowana eliptycznie.

Od r. 1929 w związku z nowopowstałą „mechaniką undulacyjną” — jak zwykł ją być nazywać — zajmuje się Natanson podstawami optyki geometrycznej i wyprowadza kilka bardzo ogólnych twierdzeń, obejmujących jako szczególny przypadek zasadę Fermata.

Krótki ten przegląd nie wyczerpuje oczywiście całej tak bogatej spuścizny naukowej zmarłego Uczonego. Tymbardziej podziwiać należy jego niestrudzoną pracowitość, że znajdował jeszcze czas na pisanie licznych, drobniuzgowo opracowywanych podręczników. Na pierwszy plan wysuwa się tu napisany już w bardzo młodym wieku piękny „Wstęp do Fizyki Teoretycznej” (1890), który do dzisiaj (jako obejmujący tylko klasyczne działy mechaniki i termodynamiki) niemal nic nie stracił na aktualności i mógłby z korzyścią służyć dzisiejszym młodym (i nie młodym) autorom podręczników naukowych za wzór staranności opracowania, przejrzystości wykładu i pięknego — może na dzisiejsze gusta nieco zbyt wyszukanego — stylu.

Natanson ogarniał umysłem znacznie szersze horyzonty, niż samą tylko fizykę. Interesowała go cała wiedza ludzka, zarówno jej historia, jak i stan obecny. Był on uczonym, filozofem i artystą w jednej osobie. Wyraszył z szeregów przemówień, odczytów i szkiców literacko-naukowych, zebranych w kilku tomach, z których ostatni, pod nazwą „Prądy umysłowe w dawnym

Islamie” ukazał się kilka zaledwie tygodni przed jego śmiercią. Poprzednie cztery tomy noszą tytuły: „Odczyty i szkice” (1908), „Oblicze Natury” (1923), „Porządek Natury” (1928) oraz „Widnokraż Nauki” (1934). Wielka szkoda, że są dzisiaj tak trudno osiągalne.

Im więcej wczytywać się w utwory śp. Władysława Natanson'a, tym wyraźniej ukazuje się spoza nich ujmująca postać uczonego-samotnika, który życie całe niezłomnie pracował dla nauki, kochał ją i wierzył w jej moralne posłannictwo, a „z odrazą i ubolewaniem spoglądał na spory, na kłótnie, na wybiegi i zabiegi ludzkie”.

Nie można chyba lepiej scharakteryzować szlachetnej postaci Zmarłego, niż jego własnymi słowami, wyjętymi z przemówienia rektorskiego wygłoszonego 35 lat temu, podczas uroczystości inauguracji roku akademickiego na Uniwersytecie Jagiellońskim: „Twórcze myślenie, samotne pasowanie się z nierozwiązaną, często nieprzeczuwaną przez nikogo zagadką, jest jedną z wielkich i czystych radości, które są duchowi ludzkiemu dostępne. Ale tę radość trzeba przypłacić. 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 nieliczni, szczęśliwi i nieszczęśliwi zarazem...”.

A. Piekara

Katedra Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Poznańskiego

Wspomnienie o profesorze Natansonie jako o myślicielu i humaniście*

Władysław Natanson należał do tych nielicznych fizyków, których pasja twórcza nie ograniczyła się tylko do fizyki, umiłowanej zresztą ponad wszystko. Wiedzą dobrze o tym ci, którzy znają Jego utwory literackie, Jego szkice z historii fizyki, Jego portrety wielkich fizyków, pełne dygresji filozoficznych i historycznych, Jego essay'e o roli i wartości nauki, w których Natanson pokazał lwi pazur pisarza, myśliciela i humanisty. O rzeczach trudnych pisał tak interesująco i pisał tak pięknie, że czytelnika porywał i zdobywał jego umysł i serce. Sam te swoje szkice nazywał „drobiazgami” albo „fraszkami”. Kiedyś, w liście pisanym do mnie — a trzeba powiedzieć, że w listach swych szczerze szafował swymi głębokimi myślami — otóż w liście wspomnianym napisał o swych „drobiazgach” rzecz, która mnie zastanowiła, mianowicie, że strona intelektualna jest w nich bez znaczenia, lecz, jeśli warto o tym wspominać, mówi uczucie. Może profesor Natanson napisał tak przez skromność? Nie, takie było Jego przekonanie; przekonanie, „że myśl czysta jest bardziej powierzchownym efektem aniżeli, w człowieku, uczucie. Japończycy łatwo wzięli od nas Termodynamikę, Krystalografię i Mechanikę Kwantową, ale duszy Europy nie wzięli i my ich duszy nie znamy. Panie Kochany, dlaczego ludzie niekiedy od razu rozumieją się, za pierwszym wejrzeniem?”

Szkice profesora Natansona, choć pisane przed ćwierć wiekiem, wcale się nie zestarzały. Dzisiaj są one świeże i żywe po dawnemu, a bardziej jeszcze aktualne niż wówczas: uczą bowiem skromności. Tej skromności intelektualnej i moralnej, tak bardzo nam potrzebnej u schyłku okresu, w którym niejedynemu tzw. aktywista młodzieżowy o istnieniu elektronu „wiedział” więcej aniżeli profesor fizyki. Wielka szkoda, że szkice Natansona nie ukazały się po wojnie w druku.

* Referat wygłoszony na XV Zjeździe Fizyków Polskich we Wrocławiu 5 listopada 1957 r.

Niechaj więc wolno mi będzie z N a t a n s o n a „drobiazgów” wybrać parę fragmentów, które ukażą ich autora nie tylko jako pisarza, ale przede wszystkim jako myśliciela.

Otwieram więc tom szkiców, „Widnokrag Nauki”, aby wybrać coś bardzo dla N a t a n s o n a charakterystycznego. Oto zaraz na początku, w pierwszym szkicu zatytułowanym „W Aleksandrii”, zamieszcza on jasny, zwięzły wykład filozofii platońskiej, aby kilka stron dalej osądzić surowo jałową i bezpłodną naukę idealistyczną i przeciwstawić ją płodnej nauce aleksandryjskich uczonych, nauce związanej z ziemią i z życiem.

„Platon potępia doświadczenie, jeżeli jest świadomym usiłowaniem badacza; nazywa je wówczas zuchwałym, bezbożnym. Platon pogardza doświadczeniem, skoro stało się zabiegiem rzemiosła: uwłacza bowiem godności nauki. Do poznawania, do prawdy, według Platona, prowadzi skupienie ducha, w oderwaniu od ziemi, w kontemplacji najwyższych bezkształtów. Świat jest złudzeniem, tak uczy Platon: cieniem jest cieni, zmienną i zawodną maską przywidzeń. Prawdziwie istnieje, co trwa, co nie mija; istota więc rzeczy, treść rzeczy, bezwzględna *idea* jedyną, nieśmiertelną jest prawdą: nie powstaje, nie ginie, jest doskonała. Czyste idee stanowią byt pierwszy, niezmienny; objawiają się one natchnieniu, nadludzkiemu polotowi zachwytu. Cokolwiek poczyną się, co się kruszy i w nicość zapada, co musi zmieniać się, przeobrażać, wszystko co dostępne jest zmysłom należy do zakresu zepsucia, do zbrukanej dziedziny genezy; Platon sądzi, że na najniższym, najpośledniejszym znajduje się szczeblu”.

Oto fragment pięknego wykładu epistemologii platońskiej. Lecz *ἐπιστήμη* — najdoskonalsza według Platona metoda poznawania prawdy, metoda zdobywania wiedzy o istocie rzeczy przez wzlot ducha, intuicję, natchnienie — nie może znaleźć uznania u fizyka, ufającego jedynie mniej godnej (według Platona) metodzie, zwanej *διάνοια*, którą dziś metodą naukową nazywamy. Świat nie może składać się z „idei” doskonałych i ze skażonej materii.

„W naturze nie ma rzeczy głównych ani podrzędnych; nie ma nic, co byłoby wysokie, wzniosłe lub upośledzone i niskie; pojęcia to na miarę ludzką, przy powierzchni ziemi zrodzone... Wszystko w Naturze jest łączne i zwarte, wszystko wzajemnie sobie potrzebne, wszystko doskonałe”.

„Mowa Platona jest dźwięczna, bogata; brzmi czarującą młodością i siłą... Ale pod kwieciami wiosennym ileż ukrywa się złudzeń... Nie ma tu sądu nad sobą, analizy własnej pewności; toniemy w przenośniach, w nadużyciu porównań... Nie można gubić się łatwiej w iluzjach; niepodobna iść dalej w zaufaniu do rojeń. Dlaczego nie mamy dość siły, dość woli, by nie mówić więcej niż jest nam wiadomo?”.

„Mowa Platona bez wątpienia jest bogata i piękna; ale bład nie jest piękny; uluda jest ostatecznie uboga. Piękno jest harmonią czegoś piękniejszego niż piękno, czego głębszym dźwiękiem jest prawda. Prawda, mocniejsza niż urok rojeń jest bardziej rzetelna, moralna”.

I tu występuje pochwała owej niższej u Platona metody naukowej:

„Słodko zapewne upajać się niepamięcią we śnie rozkochaną; gdy jednak uczy my się, cierpliwie i skromnie; gdy obawiamy się zgadywania; gdy zdanie powzięte usiłujemy rozważyć bezstronnie i trzeźwo; gdy pragniemy wciąż sprawdzać i wzmacniać zawartość nauki; gdy idziemy za radą faktów, wzniesioną ponad ludzką dumę i pychę, trud nasz jest wówczas prawy, jest uczciwy, jest męski”.

W piękny sposób Władysław Natanson przeciwstawia Akademii Platońską w Atenach Wszechnicy Aleksandryjskiej, której uczeni zajmowali się przecież tymi samymi naukami, ale w jakże odmienny sposób. Dla przykładu weźmy astronomię. Platon i jego uczeń Arystoteles przypuszczali, że ciała niebieskie poruszać się mogą tylko po kołach zamkniętych w powłokach kulistych, których wspólnym środkiem jest Ziemia. Skąd takie przypuszczenie, skoro obserwacja planet (czyli „pozory okazywane nam przez planety”) mówią co innego? Oto dlatego, że ruch jednostajny po kole jest ruchem doskonałym, jemu tylko sprzyja dusza świata, on tylko jest godny „boskich ciał, którym prostacze nieucztwo dało bluźnierczą nazwę gwiazd błędnych lub planet”. Tymczasem profesorowie Wszechnicy Aleksandryjskiej nie roili w oderwaniu od faktów, lecz trzymali się rzeczywistości, nie oddawali się, jak mówi Arystoteles, „swobodnej czynności duszy nie znającej trosk ani potrzeb”, lecz przeciwnie, pracowali dla człowieka, dla jego potrzeb, dla życia.

„...mówili o kołach i kulach, o płaszczyznach i przecięciach stożkowych, o dolinach i górach, o rzekach i morzu; roztrząsali ruch planet na niebie, bieg kamienia rzuconego z balisty lub strzały pędzącej w powietrzu; zastanawiali się nad przyływem i odpływem fal oceanu, nad rozmiarami Księżyca lub Ziemi, nad porządkiem pór roku, nad kalendarzem. Nie zadawali sobie pytań próżnych, pozornych. Nie uczyli jak zachowuje się dusza świata, nie rozstrząsali czym jest *essencja niebios* lub *wiekuiste empireum blasku*; tłumaczyli jak można zmierzyć łuki i kąty, jak porównywać długości, objętości i pola, jak poznawać prędkość, gęstość, ciężar, ciśnienie lub siłę”. „Nie krążyli po kręgach dysput, wciąż jednakowych, zawsze daremnych. Usiłowania specjalistów piętrzyły się, jedno na drugim, aż wreszcie sięgały poziomu rzeczywistości i wyzwalały odkrycie. Ich wiedza nie była doskonała, zamknięta, jak metafizyka w mniemaniu metafizyków; była owszem zawsze niedoskonała, dlatego doskonalić się mogła; dlatego pozwalała na postęę i rozwój, bez granic”.

Jakież to mocne i trafne, i przekonywujące przeciwstawienie tych dwóch metod, dwóch sposobów zajmowania się nauką o przyrodzie.

*

Właściwym twórcą atomistyki był Demokryt, może największy mędrzec Starożytności. Jego genialna koncepcja atomistyczna stała się podwaliną doktryny materialistycznej, którą nazywamy materializmem mechanistycznym. Wszystka materia, jakakolwiek tylko istnieje we wszechświecie, składa się z atomów rozmieszczonych w próżni. Postuchajmy, jak pięknie i jasno wyklada Natanson o atomach Demokryta w jednej z licznych dygresji jakie wplata w szkic o Maxwellu:

„Próżnię odkrył Demokryt: pierwszy pojęcie próżni utworzył. Istotą rzeczy są atomy i próżnia: tak rzekł Demokryt; reszta jest tylko umową, pozorem, naszym twierdzeniem i sądem. Nie ma żadnych własności; są to atomy, jest nicosć lub pustka. Materia jest wieczna; jej zdolność działania jest nieśmiertelna; atomy materii są w nieustannym ruchu, w ruchu pierwotnym, odwiecznym, przypadkowym i niezamierzonym. Nad wszystkim w świecie panuje nieubłagana konieczność: konieczność ruchów, oporów, spotkań, uderzeń i starć; mechaniczna konieczność, mówi Demokryt. Atomy są twarde, sztywne, zbite i pełne, niezmiennne, bezwładne, niepodzielne, niezrozumiałe małe i drobne, niezliczone w rachubie, postacią od siebie nieograniczenie odmienne; światy powstały i światy zaginę, lecz atomy są, atomy będą. Niestworzone, niezniszczalne i wieczne, atomy, przez prosty przypadek, utworzyły wiry niezliczone, zawile, z których ziemia powstała, powstały słońca i gwiazdy. Trafem łączyły się ze sobą atomy i trafem płaczą się znowu w nieskończoną różnorodność i mnogość; bez początku, bez końca, bez celu, bez znaczenia i bez przeznaczenia gromadzą się, wiążą, schodzą się, rozchodzą, zbiegają się i znów rozpraszają; ich sprzężeń i spójni, ich ugrupowań, układów, ich zbiorów wyobraźnia człowieka nie zdoła wyczerpać, nie potrafi nigdy wyrozumieć i pojąć.

Świat jest pusty i zimny, jest obojętny; uczy Demokryt. Nie ma prawdziwie barw ani blasków, nie ma ślicznych dźwięków, harmonii, uroku pieśni, słodkich zapachów na wiosnę; nie ma piękna arcydzieł, siły w oceanie, ani majestatu na niebie gwiazdzistym; wszystko to ludzkie urojenia i sny. Istnieją atomy i próżnia; tak mówił Demokryt”.

Ale fizycy dwudziestego wieku wiedzą o całym oceanie więcej aniżeli przeczuwał Demokryt. Fizycy dzisiejsi wiedzą, że atomy nie wyczerpują wszystkich form materii, że pola sił stanowią również formę materii. Pole bowiem posiada energię, a energia podlega prawu bezwładności, stanowi więc masę; a co stanowi masę jest materią. Materializm współczesny musi się wzbogacać o zdobycze współczesnej fizyki. Fizyka go

tworzy, więc żadne doktryny i dogmaty krępować jej nie mogą. Doktryna materializmu mechanicznego, podobnie jak idealizm, jak kompromisowy dualizm Kartezjusza, jak wszelkie inne odcienie metafizyki nie mogą znaleźć uznania u Natansona. Wszystkie one

„jawną niemocą powinny były odzwyczaić ludzkość od dawna od rozwiązań pozornych, od próżnych omamień, od złudy słownych konstrukcyj, od nadużywanych i nadużytych wyrazów”.

Na zakończenie — jeszcze jeden fragment z dawnego listu profesora Natansona:

„Usiłowałem być użyteczny; pragnąłem społeczeństwu przydać się, pomóc. Ale mówić głośno — to bardzo męczy, jeżeli nie ma dowodu, że ktoś słucha, że słyszy. W głuchej pustce gada tylko człowiek, nie rozumiejący co czyni”.

Tę głuchą ciszę, jaka wytworzyła się po wojnie dookoła twórczości Natansona, czas już przerwać. Niechaj z dorobku tego naszego uczonego, myśliciela i pisarza, dorobku o wielkiej wartości wychowawczej korzysta społeczeństwo i młodzież, a przede wszystkim młodzież uniwersytecka, która ma zasilać kadry naszych uczonych.

Leopold Infeld

Członek rzecz. PAN
Zakład Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Moje wspomnienia o Władysławie Natansonie*

W roku 1917, podczas wakacji po pierwszym roku mych studiów w Krakowie, zmarł profesor Marian Smoluchowski. W 20 lat później podczas mego pobytu w Princeton w Stanach Zjednoczonych, dowiedziałem się o śmierci mego profesora Władysława Natansona. Te dwa zgony mych profesorów zestawiam ze zdarzeniami we własnym życiu, aby zaznaczyć na wstępie, że moje wspomnienia o profesorze Natansonie będą miały charakter osobisty. O ile mi wiadomo to na przestrzeni wielu lat, podczas których Władysław Natanson był profesorem Uniwersytetu w Krakowie, byłem jedynym jego doktorantem. Mój stosunek do mego profesora ulegał zmianom i wahaniom od uwielbienia, niemal do niedhegi. Obydwa uczucia były pozbawione obiektywizmu i nieusprawiedliwione. Czas, aby bez bronzownictwa spojrzeć wstecz i ocenić w miarę możliwości obiektywnie mój subiektywny stosunek do mego mistrza.

W roku 1916 wstąpiłem na wydział matematyczno-przyrodniczy Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie. Jakżeż inną była organizacja studiów w monarchii Austriacko-Węgierskiej, a potem już w Polsce, od tej jaką ma młodzież dzisiejsza. Istniały podczas mych studiów dwie katedry fizyki: jedna doświadczalnej, druga teoretycznej. Katedrą doświadczalną kierował (po śmierci profesora Witkowskiego) profesor Marian Smoluchowski, teoretyczną zaś profesor Władysław Natanson. Docentem był wówczas profesor Loria. Po śmierci profesora Smoluchowskiego katedrę fizyki doświadczalnej objął profesor R. Zakrzewski ze Lwowa, a jego katedrę z kolei objął Loria. Niemal przez cały pozostały czas mych studiów Zakrzewski i Natanson byli jedynymi profesorami fizyki na Uniwersytecie. Nie było docentów. Co więcej, profesor Natanson nie miał żadnych asystentów, poprzez cały okres mych studiów nie było ani ćwiczeń, ani seminariów; nie

* Wykład wygłoszony na XV Zjeździe Fizyków Polskich we Wrocławiu (5—9 listopada 1957 r.).

prócz wykładów. Na krótko tylko, o ile sobie przypominam bezpośrednio przed moim doktoratem w roku 1921, zjawiał się w Krakowie profesor Czesław Białobrzęski, który wkrótce potem objął katedrę w Warszawie.

Profesor Natanson wykładał 5 godzin tygodniowo od poniedziałku do piątku, zawsze pomiędzy 11-tą a 12-tą. Zaczynał wykład dokładnie 20 minut po 11-ej, tak punktualnie, że można było nastawiać zegarki z chwilą jego wejścia na salę; kończył również punktualnie, przy czym każdy wykład był planowaną całością komponowaną dokładnie z góry, jak dzieło sztuki. Nie posługiwał się nigdy notatkami. Ubrany był zawsze uroczyście, zawsze w ten sam sposób: czarny żakiet, który jeszcze dzisiaj Anglicy noszą w dzień, gdy proszeni są do Buckingham Palace, sztywny kołnierzyk, czarny krawat, świetnie wyprasowane spodnie w ciemne prążki. Jako studenci zastanawialiśmy się często ile też ma takich garniturów identycznych w domu. Przed wykładem służąca przynosiła zawsze w karcie herbatę, którą podczas wykładu popijał. Wykładał spokojnie, z lekkim patosem, wyczuwalnym nie w głosie, ale w treści wykładów. Pisał pięknie mokrą kredą na mokrej tablicy, tak pięknie, że miało się ochotę każdej chwili ofotografować tę tablicę; żał się robiło, że mokra gąbka ściera te piękne wykretasy przy Q i przy H. Słyszałem w życiu wiele pięknych wykładów, ale nigdy tak technicznie doskonałych jak wykłady profesora Natansona.

Cykl wykładów trwał wiele lat. Nie wiem ile, bo potem były zmiany planów studiów; podobno (tak opowiadano) cykl trwał (przed moim wstąpieniem na uniwersytet) 7—8 lat. Kiedy byłem na pierwszym roku profesor Natanson wykładał termodynamikę (oczywiście przez cały rok). Przyszedłem na ten wykład kilkakrotnie, zafascynowany pięknnością wykładu, z którego nic nie rozumiałem. Dopiero podczas drugiego i trzeciego roku studiów chodziłem systematycznie na wykłady profesora Natansona. Na drugim roku wykładał mechanikę teoretyczną. Trafiłem przypadkowo dobrze, bo na początek cyklu. Znałem już podówczas mechanikę z książek Plancka i Schäfera. Jednakże z dużym zainteresowaniem słuchałem oryginalnego i pięknego ujęcia. Pamiętam jak raz przyszedł z *Principiami Newtona*, założył szkła na oczy i czytał nam po łacinie, komentując ustępy i popijając herbatę. Pamiętam dobrze ostatnie wykłady z mechaniki owego roku. Poświęcił je szczególnej teorii względności, z której zasadami zaznajomiłem się wówczas po raz pierwszy. Usłyszałem tam po raz pierwszy nazwisko Einsteina, którego nazwał Natanson „nowoczesnym Kopernikiem”, „geniuszem nad geniuszami”.

Zastanawiam się co dał mi profesor Natanson jako fizyk i czego mi nie dał. Dał mi rzecz najważniejszą: uczucie piękna związanego z fi-

zyką teoretyczną, rozbudził drzemiące jeszcze zamięrowanie do fizyki teoretycznej. Przez bardzo długi czas byłem tak pod urokiem profesora N a t a n s o n a, że usiłowałem go (nieudolnie) naśladować w swoich wykładach okolicznościowych i w stosunkach z ludźmi. I tak np. w Berlinie, jako student piątego roku, na seminarium profesora M i s e s a pisałem na mokrą tablicę mokrą kredą tak, że nikt na pewno nie mógł przeczytać tego co napisałem. Zaczytywałem się w rozprawach popularno-naukowych mego profesora i naśladowałem w różnych swoich popularnych artykułach jego barokowy piękny styl — zapewne z żalonym skutkiem.

Nigdy jednak nie miałem żadnej ściśle naukowej dyskusji z moim profesorem. Profesor N a t a n s o n był niesłychanie uprzejmy, przesadnie grzeczny i miły, tak że owa grzeczność trzymała mnie bardziej zdala od niego niżli dokonałoby tego grubiaństwo. Pamiętam, raz np. miałem trudności ze zrozumieniem jego wykładu; sądziłem, że nie z mojej winy, że coś nie było w tym wykładzie w porządku. Był to zresztą jedyny wypadek tego rodzaju podczas całego okresu studiów u profesora N a t a n s o n a. Zdarzyło się to na 3-cim roku, który był całkowicie poświęcony teorii sprężystości i hydromechanice. Profesor N a t a n s o n prosił mnie, abym mu uwagi swoje napisał. Napisałem dwie, czy też trzy stronicie cytując swoje notatki i w jaki sposób wykład jego zrozumiałem. Odniosłem owe starannie zapisane kartki na Studencką 3 do domu profesora. Kiedy zgłosiłem się do niego po wykładzie, profesor zaprosił mnie do siebie do domu. Powiedział mi, że moje uwagi są słuszne, że ma „mgliste wspomnienie” że niedobrze tę sprawę przedstawił. Potem rozmawialiśmy o czymś zupełnie innym: o książkach, o Anglii i o Cambridge, o przyrodzie i trudnościach jej poznania; wszystko co mówił było niesłychanie pięknie powiedziane, nadawało się wprost do druku, chociaż było bezosobowe i zimne.

Jakże dziwny był ten Kraków i jakaż różnica pomiędzy studiami obecnej młodzieży i naszymi. Na matematyce był profesor Z a r e m b a, wielki matematyk, którego jedynym doktorem (o ile mi wiadomo) był docent H o b o r s k i, podówczas nauczyciel gimnazjalny. Później dopiero doktoryzowali się S t o ż e k, K e m p i s t y, W i l k o s z. W ciągu całego okresu moich studiów nie zdawałem żadnych egzaminów; tylko kolokwia, ale te były nieobowiązkowe; właściwie zdawali je tylko studenci, którzy reflektowali na stypendia, albo szczególnie pilni studenci, radzi nawiązania bliższych kontaktów z profesorem. Istotnie, ponieważ na fizyce teoretycznej nie było żadnych asystentów i żadnych ćwiczeń i żadnych seminariów, był to jedyny możliwy kontakt z profesorem. Na początku piątego roku moich studiów wyjechałem na krótko (bo tylko na okres półroczny) do Berlina. Przywiozłem stamtąd swą pierwszą pracę, którą zamierzałem się doktoryzować. Profesor N a t a n s o n z ogromną uprzejmością i dobrocią, którą mi zawsze okazywał, wysłuchał mnie u siebie na Studenckiej

i powiedział, żeby tę pracę o której powiedziałem mu w jednym zdaniu, wnieść poprzez Dziekanat. Nie mogłem sobie nawet wyobrazić by pójść do profesora Natanson'a i zapytać go co sądzi o mojej pracy, czy ją przyjął, czy nie. Dowiedziałem się od woźnego, w dwa tygodnie później, że pracę tę zaniósł od profesora Natanson'a do profesora Zakrzewskiego. Teraz już ciekaw byłem obydwóch opinii. Czas aby się wreszcie przyznać do grzechów młodości. Obecnie oceny czytane są na głos. Student wie, czy jego praca jest przyjęta, czy nie. Nie pamiętam jak oficjalnie i kiedy dowiedziałem się o tym w Krakowie. Pomógł mi w tym ów woźny, który dał mi potajemnie do przeczytania obydwie recenzje. Były one wyjątkowo dobre i ciepłe.

Pamiętam również mój egzamin doktorski (dwugodzinny) z fizyki. Profesor Natanson bardzo pięknie pytał. Rozpoczął od pytań ogólnych, zagłębiając się w przedmiot coraz bardziej. Pamiętam, pierwsze pytanie dotyczyło teorii drgań. Następnie przeszliśmy do ekwipartycji energii i do innych zagadnień klasycznych. Z teorii względności, której dotyczyła moja praca, nie padło ani jedno pytanie.

Profesor Natanson był oczywiście moim promotorem. Po wypowiedzeniu sakramentalnych słów „spondeo et polliceor” podałem rękę w przepisanej kolejności: rektorowi, dziekanowi, promotorowi. Profesor Natanson poprosił mnie abym go odwiedził. Znowu podczas odwiedzin mówiliśmy o książkach, o perspektywach nauki, o książkach Eddington'a, które właśnie otrzymał z Anglii i o wielu innych sprawach bardzo ogólnych i dalekich od naszego życia osobistego.

W ciągu kilku następnych lat byłem nauczycielem gimnazjalnym, najpierw na prowincji, potem w Warszawie. Kontakt osobisty z profesorem Natansonem w tym okresie był z początku bardzo nikły. Nie wiedziałem, czy mój profesor pamięta swego ucznia. Dla mnie był w tym okresie niewidzialnym i nieosiągalnym ideałem, bożyszczem z Olimpu. Zaczynałem się jego artykułami, wydanymi w postaci książek. Pamiętam jak niemal ze łzami w oczach czytałem wspomnienie o Potkańskim, o Smoluchowskim; wspomnienia pełne poczucia samotności i tęsknoty za śmiercią. Mój profesor nigdy nie wiedział i nigdy się nie dowiedział o uwielbieniu, jakie dla niego czułem.

W tym okresie, podczas mego pobytu w Warszawie, ukazały się moje pierwsze prace. Z początku dydaktyczne, potem naukowe. Posłałem je wszystkie memu profesorowi. Natychmiast otrzymałem odpowiedź. Profesor Natanson odpisywał na wszystkie listy w tym samym dniu, w którym je otrzymał. Niestety, tej cnoty nie nauczyłem się od mego mistrza. Listy te pisane pięknym pismem, wyraźnym i dużym, były stylistycznie tak doskonałe, że każde słowo nadawało się do druku. Jakżeż żału-

ję, że spośród tych wielu listów, które otrzymałem, nie mam dzisiaj ani jednego.

Listy te na ogół zawierały kilka zdań przychylnych o mojej ostatniej pracy, oraz słowa zachęty; dołączone były zawsze odbitki jego własnych prac naukowych i popularnych. O ile zaczytywałem się w popularnych pracach profesora Natanson'a, o tyle znałem dobrze tylko niewiele jego prac naukowych. I tak np. studiowałem jego świetną monografię (około 80 stron) o promieniowaniu, w Pracach Matematyczno-Fizycznych, w tomie poświęconym pamięci Augusta Witkowskiego. Poza tym posiadałem i posiadam dotychczas jego już podówczas bardzo przestarzały ale pięknie napisany „Wstęp do fizyki teoretycznej”.

Podczas tego okresu 8-letniej mej belferki widziałem się z mym profesorem (o ile sobie przypominam) tylko dwa razy i to już tylko w ostatnich 2 latach, gdy wróciłem po długiej przerwie do pracy naukowej. W szkole, w której uczyłem, uczniowie moi i uczennice posługiwali się podręcznikiem szkolnym profesora Natanson'a i Zakrzewskiego. Podręcznik ten wydawał mi się podówczas niezwykle piękny. Pisany stylem barokowym, był książką teoretyka, ujmującego głęboko chyba — jak na niedojrzałe umysły uczniów — zasady fizyki. Nie wiem dlaczego, ale podręcznik ten był rzadko używany w szkołach średnich. Należałoby się przyjrzeć mu uważnie i zobaczyć w jakim stopniu udałoby się ocalić go jeszcze. Pamiętam żywo wstępne uwagi dotyczące pojęcia pracy. Zawierały one literackie ujęcie analizujące to pojęcie i jego rolę w naszym życiu. Z jakąż przyjemnością odczytywałem te wzniosłe słowa mego mistrza na głos, niepomny, że młodzież lekko traktowała niektóre zbyt liryczne zwroty. Opowiedziałem memu profesorowi w jednej z dwóch rozmów w tym okresie, że uczniowie moi posługują się jego książką. Zalił się, że książka zabrała mu tyle czasu, że wspólnie z rektoratem oderwała go od pracy naukowej, że były to ciężkie lata jego życia. Gdy dzisiaj wspominam nasze rozmowy, podziwiam artyzm profesora, który potrafił nadać im cechy osobiste, ale cechy czysto zewnętrzne. Nigdy nie padło z jego ust żadne osobiste pytanie. Nasze rozmowy toczyły się wokół problemów naukowych, nigdy zaś nie dotyczyły samych problemów naukowych.

W miarę jak rozwijała się moja własna praca naukowa, wpływ osobisty mego profesora malał coraz bardziej. Oddalałem się od niego i adoracja dość nagle zmieniła się w niechęć. Dzisiaj mówię o tym szczerze, bo wiem, że byłem niesprawiedliwy. Miałem prawdopodobnie za złe memu profesorowi, że nie dał mi tego, czego mi przy najlepszych chęciach dać nie mógł, że nie nauczył mnie techniki pracy naukowej i nie dał mi warunków do tej pracy. Niepomny byłem tego, że podówczas w Europie istniały prawdopodobnie tylko trzy ośrodki szkolenia: Sommerfelda, Bohra

i Borna; że poznałem go w tym okresie jego życia, w którym ludzie z trudnością się zmieniają. Jego kariera naukowa rozwijała się w czasach cesarza Franciszka Józefa I-go. W tym okresie były tylko dwa uniwersytety z językiem wykładowym polskim: w Krakowie i we Lwowie. Kraków patrzył z góry na Uniwersytet Lwowski. Raz profesor Natanson powiedział mi: „jeśli coś wiedzą na świecie o nauce polskiej, to wiedzą tylko o Krakowie”. A więc właściwie był jeden uniwersytet, który naprawdę coś znaczył. Na tym uniwersytecie istniała tylko jedna katedra fizyki teoretycznej. Starać się o uczniów, kształcić ich, uchodziło w dawnym Krakowie za coś wulgarnego co pachniało freblówką. Trzeba było sobie wybrać jednego ucznia w ciągu całego życia, dać mu docenturę i niechaj czeka w spokoju na emeryturę swego profesora lub na jego śmierć. Aby nie czekał zbyt niecierpliwie, powinien to być raczej człowiek niezależny majątkowo, politycznie pewny, to znaczy z konserwy krakowskiej i z dobrej rodziny. Gdy jeden się taki znajdzie, to wówczas obowiązuje zasada Pauliego. Stan jest zajęty i już inny nie może stanu tego zająć. Należało raczej innych kandydatów do pracy naukowej odstraszyć i zniechęcić.

Może w tym co tutaj powiedziałem jest nieco przesady. Nie wiele jednak. Gdy powstała Polska, nic dziwnego, że nie było dostatecznie wielu profesorów dla obsady licznych katedr. Katedra fizyki teoretycznej we Lwowie była przez długi czas nie obsadzona. Obsada katedry fizyki teoretycznej w Poznaniu była głośnym skandalem. W tych warunkach, widzę to obecnie wyraźnie, zmiana — czysto wewnętrzna — mojego stosunku do profesora Natanson'a była niesprawiedliwa, gdyż nie brałem pod uwagę tych warunków, w których żył i rozwijał się jego talent naukowy i talent pisarski.

Po ośmioletniej pracy w szkole średniej objąłem, dzięki staraniom profesora Loria, asystenturę we Lwowie i habilitowałem się później na tymże uniwersytecie. Profesor Natanson pomógł mi w tej habilitacji przychylną krytyką moich prac. Gdy przesłałem mu moją pierwszą książkę popularno-naukową „Nowe drogi Nauki”, otrzymałem natychmiast piękny list, z którego wynikało, że już zdażył książkę przeczytać. Wyrażał się o niej bardzo pochlebnie. Pamiętam z listu tego część jednego zdania, które nadaje się szczególnie dobrze do charakterystyki fizyki współczesnej: „teorie wędną i giną szybciej niż kwiaty”. Kiedy później w Cambridge posłałem memu profesorowi naszą pierwszą wspólną pracę z Bornem, która zawierała nową stałą, którą nazwaliśmy b , otrzymałem list, z którego znowu pamiętam jedno zdanie: „zapadła mi głęboko w duszę Pana b ”.

Z Cambridge wróciłem do Krakowa na Zjazd. Cieszyłem się, że zobaczę profesora Natanson'a, że będzie na moim ogólnym wykładzie o pracy wspólnej z Bornem. Niestety profesor Natanson był chory. Odwie-

dziłem go w domu. Rozmawialiśmy o Cambridge. Martwił się, że dzikie wino obcięto ze słynnej bramy Trinity College. Był zawsze pełen wdzięku, uroku; rozmowa nasza była jak zawsze nieosobowa. Widziałem go podówczas po raz ostatni.

Dzisiaj dopiero oceniam lepiej skomplikowany charakter mego profesora. Widzę w nim człowieka niezdolnego do intryg, rycerskiego i szlachetnego. Człowieka wychowanego w dobrobycie, który obawia się kontaktu z życiem i jego brutalnością i bezwzględnością. Człowieka samotnego, tak w nauce jak i w życiu, dla którego bezosobowość w stosunkach z ludźmi była pancierzem ochronnym; takim pancierzem była jego niesłychana grzeczność, posunięta do upokarzającej przesady. Naukowo był blisko, bardzo blisko wielkich odkryć, np. sformułowania statystyki Bosego. Z powodu izolacji naukowej i braku osobistych kontaktów, nie rozwinął w pełni swych zdolności naukowych; rozwinął natomiast w pełni swe zdolności pisarskie. Nie miał uczniów, ale miał duży wpływ na kulturę narodową. W pierwszych latach naszego wieku był jedynym fizykiem teoretycznym w Polsce. Historia fizyki teoretycznej w Polsce zaczyna się od profesora Natanson'a. Jest on jej chlubnym początkiem. Obecnie, w 20 lat po jego śmierci, mamy już młodych fizyków, którzy dzieło zaczęte przez profesora Natanson'a poprowadzą dalej. Nie ma obawy dzisiaj, że fizyka teoretyczna w Polsce zamrze. Włączyć się musi ona silniej niż dotychczas w nurt światowy, unikać izolacji lat przeszłych i błędów dogmatyzmu. Z życia i działalności profesora Natanson'a młodzi naukowcy mogą nauczyć się wiele; przede wszystkim humanistycznego podejścia do nauki, pięknego wyrażania myśli; szacunku dla pracy naukowej, skromności i zrozumienia, że w nauce staramy się nieudolnie znaleźć odzwierciadlenie piękna przyrody; że nauka jest pomocą i pożytkiem dla ludzi.



CZESŁAW RECZYŃSKI

Jan Nikliborc

Katedra Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Wrocławskiego

Wspomnienie o Czesławie Reczyńskim w 50-lecie wynalezienia lampy kwarcowej*

Pragnę zebranim tu fizykom starszej generacji przypomnieć, a młodszych fizyków pokrótce zapoznać z sylwetką i działalnością naukową polskiego fizyka, który spędziwszy większą część swego życia wśród obcych, ostatnich kilkanaście lat poświęcił pracy wśród swoich.

Czesław R e c z y ń s k i urodził się w r. 1878 w Charkowie, w którym przebywał jako zesłaniec polityczny jego ojciec, uczestnik powstania styczniowego. Studia uniwersyteckie rozpoczął w Charkowie, ale kontynuował je i uzyskał doktorat w r. 1905 na uniwersytecie w Getyndze, w której rozpoczął działalność naukową. Getynga była wtedy wybitnym ośrodkiem fizyki i matematyki. W życiorysie, dołączonym do dysertacji doktorskiej, dziękuje R e c z y ń s k i swoim nauczycielom akademickim, na których wykłady uczęszczał; wśród nich wymienia R i e c k e g o, V o i g t a, K l e i n a, H i l b e r t a, M i n k o w s k i e g o, S c h w a r z s c h i l d a, S t a r k a, A b r a h a m a. Wyszedł więc ze świetnej szkoły.

W czasach, na które przypada wczesny okres pracy naukowej R e c z y ń s k i e g o, jądrowy model atomu jeszcze nie był znany, ale budowa i właściwości atomu były głównym przedmiotem zainteresowań fizyków, a wyładowania elektryczne w gazach stanowiły wciąż jeszcze jedno z ważnych a nawet głównych źródeł poznania atomu. Zasadnicze formy wyładowań elektrycznych były wtedy już znane, istniały nawet próby teorii wyładowań, oparte na koncepcji jonizacji lawinowej. Głównym twórcą teorii był J. J. T h o m s o n. W Niemczech, właśnie w Getyndze, własne pomysły rozwijał J. S t a r k. Na pierwszy plan wysuwała się konieczność dokładnego zbadania zjawisk elementarnych, które składają się na całość wyładowania.

* Referat wygłoszony na XV Zjeździe Fizyków Polskich we Wrocławiu 5 listopada 1957 r.

R e c z y ń s k i rozpoczął pracę w laboratorium profesora R i e c k e g o i podjął badanie jednego z takich zjawisk, mianowicie rekombinacji jonów: przeprowadził pomiary współczynnika rekombinacji jonów w powietrzu w zależności od ciśnienia. Na podstawie tych osiągnięć uzyskał w roku 1905 stopień doktorski. Ta praca zadecydowała o całym dalszym kierunku działalności naukowej R e c z y ń s k i e g o, która została poświęcona wyładowaniom elektrycznym w gazach.

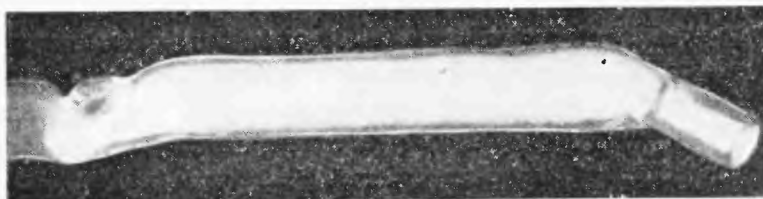
Po latach spędzonych w Getyndze pracuje dr R e c z y ń s k i kilka lat jako fizyk w laboratorium przemysłowym firmy Heräus w Hanau. Na te lata przypada wynalezienie — wspólnie z K ü c h e m — wysokociśnieniowej lampy kwarcowej.

Łuk rtęciowy znany był już od dawna, bo od roku 1840 (G r o v e), a w roku 1860 A r o n s po raz pierwszy umieścił elektrody rtęciowe w próżni; te lampy w konstrukcji C o o p e r - H e w i t t a pracowały przy ciśnieniu pary rtęci około 1 mm Hg. Korzystając z wynalezienia szkła kwarcowego, R e c z y ń s k i i K ü c h skonstruowali w r. 1906 wysokociśnieniową lampę kwarcową, o ciśnieniu pary rtęci podczas pracy około jednej atmosfery, zapoczątkowując tym sposobem rozwój zastosowania tego ważnego narzędzia, którego znaczenia w tym gronie bliżej uzasadniać nie trzeba.

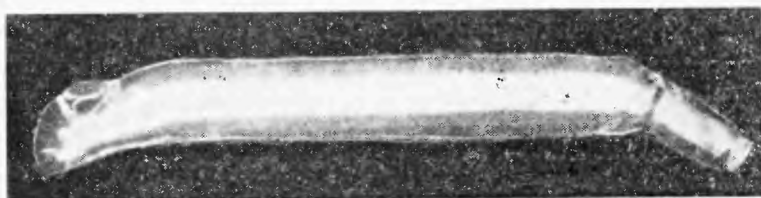
Pierwotną intencją wynalazców było zastosowanie kwarcówki do celów oświetleniowych. Żarówki wolframowej w owym czasie jeszcze nie znano, natomiast używane podówczas żarówki węglowe, osmowe lub tantalowe nie były ekonomiczne. Badając ekonomię świetlną lampy kwarcowej R e c z y ń s k i i K ü c h stwierdzili, że wydajność świetlna, mała przy niskich ciśnieniach pary, rośnie i to bardzo wydatnie przy podwyższeniu ciśnienia; wzrasta również temperatura tak, że rozpoczyna się temperaturowe świecenie pary rtęci, a wyładowanie koncentruje się około osi rury. R e c z y ń s k i i K ü c h zrobili również pierwszą próbę pomiaru temperatury w osi wyładowania; ponieważ posłużyli się w tym celu termoparą (Pt-PtRh), której złącze sięgało osi rury, więc nie mogli przeprowadzić pomiarów w temperaturach wyższych niż około 1700°C. Jednakże przy pomocy śmiałej ekstrapolacji ocenili, że temperatura osiąga przy wysokich ciśnieniach 6000—7000°K i stąd wywnioskowali, że promieniowanie temperaturowe gra przy wysokich ciśnieniach istotną rolę. Późniejsze, bardziej precyzyjnymi metodami przeprowadzone pomiary temperatury pokazały, że przewidywania R e c z y ń s k i e g o i K ü c h a były trafne.

Wysokociśnieniowa lampa kwarcowa nie znalazła jednak w owych czasach zastosowania jako źródło światła widzialnego, a to tym bardziej, że wkrótce potem wprowadzone zostały żarówki wolframowe (1913 r.). Natomiast szybko znalazła, jak wiadomo, szerokie zastosowanie jako wydaj-

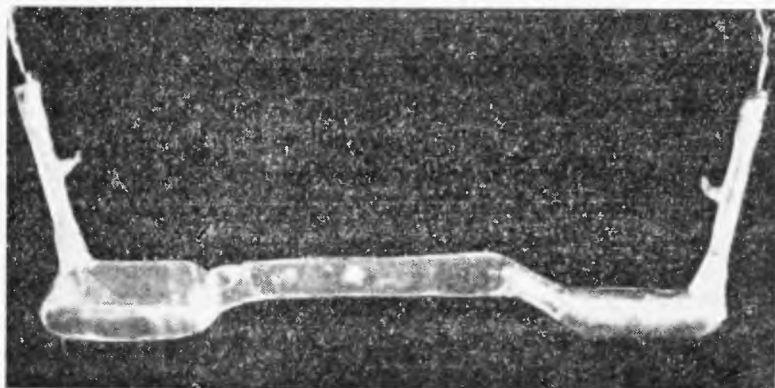
ne źródło ultrafioletu. Już w pierwszej wspólnej pracy zajmowali się R e c z y ń s k i i K ü c h badaniem emisji ultrafioletu przez łuk rtęciowy i stwierdzili, że ze wzrostem temperatury i ciśnienia rośnie również wydajność lampy jako źródła ultrafioletu. R e c z y ń s k i i K ü c h nie ograniczyli się do przeprowadzenia pomiarów ogólnej wydajności lampy kwarcowej, ale przebadali rozkład natężeń poszczególnych linii widmo-



Rys. 1



Rys. 2



Rys. 3

wych i kontinuum w zależności od obciążenia lampy. Na mierzony w doświadczeniu rozkład natężeń wpływa absorpcja promieniowania emitowanego przez łuk w samym łuku. Stwierdzili to R e c z y ń s k i i K ü c h w późniejszej wspólnej pracy, której przedmiotem były pomiary absorpcji w łuku rtęciowym.

R e c z y ń s k i e g o jako fizyka pociągały jednak przede wszystkim zjawiska zachodzące w wyładowaniu elektrycznym. Toteż badaniu fizyki wyładowań, a także reakcji chemicznych zachodzących podczas wyładowa-

nia między metalem elektrody a gazem, poświęcony był okres działalności naukowej we Lwowie jego oraz uczniów, których skupił dookoła siebie w zorganizowanym przez siebie laboratorium fizycznym Politechniki. Do Lwowa przyjechał R e c z y ń s k i w roku 1922 z Charkowa, w którym przebywał — pod koniec jako profesor Politechniki — przez dłuższy czas po powrocie z Niemiec i pozostał w nim — jako profesor Politechniki Lwowskiej — do końca życia tj. do roku 1936. Głównym przedmiotem badań były zjawiska katodowe. Prace te przyniosły pogłębienie zrozumienia roli jaką gra przestrzenny nabój dodatni, skupiony koło katody. Praktycznym owocem tych badań był, w latach trzydziestych zrodzony, pomysł nowej lampy rtęciowej, której katodę stanowi rozżarzona kulka wolframowa; chodziło o to, by przy pomocy emisji elektronowej zneutralizować przestrzenny nabój dodatni w pobliżu katody i zmniejszyć w ten sposób spadek napięcia przy katodzie a więc nieproduktywne z punktu widzenia ekonomii świetlnej zużycie mocy elektrycznej. Profesor R e c z y ń s k i zreferował ten projekt na międzynarodowym kongresie elektryków w Paryżu w roku 1932. Niestety choroba i przedwczesna śmierć nie pozwoliły R e c z y ń s k i e m u dokładniej opracować tego modelu. Otóż wiadomo dobrze, że późniejszy rozwój poszedł istotnie w tym kierunku i że w licznych typach wysokociśnieniowych lamp rtęciowych, stosowanych w ciągu ostatnich dwudziestu lat jako źródła światła, rozpowszechnione jest użycie katod wolframowych w miejsce rtęciowych.

Dalszy rozwój zagadnień, pod który fundamenty położył R e c z y ń s k i, po części wspólnie z K ü c h e m, polegał — oprócz bujnego rozwoju różnych typów lamp rtęciowych — na analizie zjawisk zachodzących w łuku rtęciowym przy wysokich ciśnieniach, dochodzących do 300 atmosfer i przy temperaturach kilku a nawet kilkunastu tysięcy °K.

Głównym kontynuatorem prac R e c z y ń s k i e g o był holenderski fizyk E l e n b a a s, autor monografii o łuku rtęciowym rozpoczynającej się od następujących słów: studium wysokociśnieniowego łuku rtęciowego zaczęło się od pracy R e c z y ń s k i e g o i K ü c h a około 50 lat temu.

Badania E l e n b a a s a doprowadziły do zbudowania ilościowej teorii, sprowadzającej zawily mechanizm zorzy łuku wysokociśnieniowego do zjawisk elementarnych. Zorza łuku jest dziś najdokładniej zbadaną plazmą izotermiczną, tj. silnie zjonizowanym gazem, w którym temperatura gazu elektronowego jest niemal równa temperaturze gazu.

Jest godne podkreślenia, że prowadzone dziś w różnych laboratoriach badania plazm gazowych, tkwiące korzeniami w dziele naukowym R e c z y ń s k i e g o, swym znaczeniem nie tylko wybiegają daleko poza fizykę wyładowań elektrycznych w gazach, lecz są źródłem pewnych, doświadczalnie sprawdzonych informacji o zachowaniu się gazów i par me-

tali w temperaturach wysokich, utrzymywanych stacjonarnie przez dłuższy okres czasu.

Druga dziedzina, do której prace R e c z y ń s k i e g o wniosły trwały i ważny wkład — jakkolwiek nie miały tu tego charakteru pionierskiego co prace nad łukiem — to rozpoczęte w laboratorium Wilhelma W i e n a w Würzburgu na krótko przed pierwszą wojną światową, a kontynuowane w Zurychu prace nad promieniami kanalikowymi. Do Würzburga przyjechał R e c z y ń s k i z Rosji dzięki otrzymanemu stypendium wkrótce po habilitacji na Uniwersytecie w Charkowie. W i e n zajmował się w owym czasie analizą magnetyczną i elektromagnetyczną promieni kanalikowych od szeregu lat i wyjaśnił w zasadzie naturę tego zjawiska. W okresie pracy R e c z y ń s k i e g o nad promieniami kanalikowymi metoda parabol była już znana.

Z zakresu promieni kanalikowych ogłosił R e c z y ń s k i w latach 1915 i 1916 trzy prace. Posługując się opracowaną przez W i e n a metodą stałego przepływu gazu przez rurę do wyładowań (*Durchströmungsmethode*) przeprowadził ilościową analizę składu i energii promieni kanalikowych głównie tlenu, ale także azotu i wodoru. Do analizy stosował metody odchyleniowe, tzn. pola elektryczne i magnetyczne oraz metody optyczne, mianowicie wykryty przez S t a r k a kilka lat wcześniej (1905) efekt Dopplera światła wysyłanego przez promienie kanalikowe.

Profesor R e c z y ń s k i pracował osobiście eksperymentalnie aż do chwili, w której choroba pozbawiła go sił do dalszej pracy. Pracy naukowej przypisywał najwyższą rangę spośród wszystkich obowiązków nauczyciela akademickiego. Bliskie mu jednak były również i sprawy organizacyjne, związane z rozwojem fizyki w Polsce, czemu dał wyraz dwukrotnie w ogłaszanych w roczniku „Nauka Polska” artykułach o potrzebach fizyki polskiej. Rozpoczął również — ale niestety nie dokończył — opracowanie podręcznika fizyki przeznaczonego dla studentów Politechniki.

W tym wspomnieniu, wygłaszanym w dwadzieścia jeden lat po śmierci profesora przez jego ucznia, niech nie braknie osobistej nuty. Profesora R e c z y ń s k i e g o poznałem w roku 1926, a rok później zostałem przyjęty przez niego na stanowisko asystenta. Zespół jego współpracowników i uczniów składał się przeważnie ze studentów i absolwentów Politechniki, z których niejeden po przejściu przez szkołę R e c z y ń s k i e g o zajmuje dziś ważne stanowisko w naszym przemyśle. Profesor R e c z y ń s k i był wtedy jeszcze w pełni sił i zdrowia i nic nie zdawało się zapowiadać zbliżającej się ciężkiej choroby, na którą zapadł w roku 1934, aby się z niej już nie dźwignąć. Miał w chwili śmierci 57 lat. Profesor miał pogodne usposobienie i był niezwykle opanowany. Nie widziałem go nigdy wy-

prowadzonego z równowagi. Gdy był z czegoś niezadowolony umiał kwitować to uwagą, wypowiedaną z wytworną ironią w chwili, w której się tego najmniej spodziewano. Nie lubił zajmować się drobiazgami; stosował w życiu starą rzymską zasadę: *minima non curat praetor*. Pamiętam jak wtedy, gdy zaprzętało mu głowę sprawami nieistotnymi, mówił ze swoim charakterystycznym wschodnim akcentem: tak to nie ważne. Natomiast bardzo dbał o nauczanie i nade wszystko popierał nasze wysiłki w kierunku pracy naukowej. Nie szczędził trudu, by nas uczyć jak pracować, a gdy ktoś robił projekty, jego zdaniem nazbyt wyrafinowane, wtedy mówił z uśmiechem: lepsze jest wrogiem dobrego. Jego stosunek do nas był nacechowany życzliwością i wyrozumiałością. Często robił różne starania, aby nam pomóc materialnie w taki lub inny sposób, ale nigdy o tym nie mówił. Mieliśmy dla niego wszyscy bez wyjątku głęboki szacunek i szczerze powiązanie.

Prace naukowe prof. Czesława Reczyńskiego

1. Über Wiedervereinigung der Ionen in Luft, Ann. d. Phys. **17**, 518 (1905).
2. Die Charakteristik der unselbständigen Strömung in Luft, Phys. ZS. **6**, 472 (1905).
3. Untersuchungen über den Lichtbogen (wspólnie z J. Starkiem i A. Schaposhnikoffem), Ann. d. Phys. **18**, 213 (1905).
4. Photometrische und spektralphotometrische Messungen am Quecksilberlichtbogen (wspólnie z R. Kuchem), Ann. d. Phys. **20**, 563 (1906).
5. Temperaturmessungen im Quecksilberlichtbogen (wspólnie z Kuchem), Ann. d. Phys. **22**, 595 (1907).
6. Untersuchung Über selektive Absorption im Quecksilberlichtbogen Ann. d. Phys. **22**, 852 (1907).
7. Einfluss der Temperatur und des Aggregatzustandes auf die Absorptionsspektren der geschmolzenen Salze, Ann. d. Phys. **27**, 100 (1908).
8. Absorption anorganischer Salze im Ultraviolett, Ann. d. Phys. **42**, 1580 (1913).
9. Über das magnetische Spektrum der Sauerstoffkanalstrahlen, Ann. d. Phys. **47**, 525 (1915).
10. Über die elektromagnetische und Spektrale Analyse der Kanalstrahlen, Ann. d. Phys. **48**, 546 (1915).
11. Über die Geschwindigkeit der Kanalstrahlteilchen, Ann. d. Phys. **50**, 369 (1916).
12. Sur la réaction chimique dans un arc électrique, C. R. d. Séances de la Soc. Pol. de Phys. **2**, 18 (1924). Po polsku ze streszczeniem francuskim.
13. Gold in der Quecksilberlampe. Phys. ZS. **26**, 280 (1927).
14. Über Quecksilberlichtbogen bei hohem Dampfdruck, C. R. d. Séances de la Soc. Pol. de Phys. **5**, 287 (1930). Po polsku z niemieckim streszczeniem.
15. Über das Durchdringen des aktiven Wasserstoffs durch eine Quecksilbersäule (wspólnie z B. Skorobohatym), Acta Phys. Pol. **1**, 413 (1932).

Prace referatowe i inne

1. Bericht über die elektromagnetische Analyse der Kanalstrahlen, Jahrb. d. Radioakt. **13**, 66, (1916).
2. Elektromagnetyczna i spektralna analiza promieni kanalikowych. Charków, 1916 (po rosyjsku).
3. O potrzebach fizyki doświadczalnej w Polsce, Nauka Polska, Tom X (1929).
4. O potrzebach fizyki technicznej w Polsce, Nauka Polska, Tom XV 287 (1932).
5. L'arc électrique au mercure. Comptes Rendus du Congrès International d'Electricité, Vol. VIII, 78, Paris (1932).
6. Les réactions chimiques pendant les décharges électriques dans les gaz rarefiés, Comptes Rendus du Congrès International d'Electricité, Vol. II, Paris (1932).
7. *Fizyka Doświadczalna* (podręcznik, niedokończony) Lwów 1932 (tomy 1 i 2).

L. Sosnowski

Instytut Fizyki PAN
Instytut Fizyki UW

Aktualne zagadnienia fizyki półprzewodników*

W referacie niniejszym chciałbym dać przegląd najważniejszych postępów w fizyce półprzewodników w okresie 5-ciu lat, jakie upłynęły od naszego ostatniego Zjazdu, oraz zarysowujących się w chwili obecnej kierunków rozwojowych. Nie jest rzeczą łatwą pokusić się w godzinnym referacie o syntezę tak szybko rozwijającego się działu fizyki, nie mogę również występować tu w roli bezstronnego obserwatora. Obraz stanu nauki o półprzewodnikach, jaki chcę państwu przedstawić, będzie w dużym stopniu subiektywny.

Najważniejszą zdobyczą fizyki półprzewodników, w 5-cio leciu poprzedzającym omawiany przez nas okres, było odkrycie tranzystora. Odkrycie to zapoczątkowało szerokie zastosowanie półprzewodników w dziedzinie będącej poprzednio wyłączną domeną klasycznej (próżniowej) elektroniki. Opracowanie technologii wytwarzania i teorii złącza n - p umożliwiło opanowanie produkcji tranzystorów i stworzyło nowe możliwości eksperymentu w elektronice półprzewodnikowej. Pojęcia elektronów przewodnictwa i dziur, prądów przenoszonych przez te dwa rodzaje nośników, które przed odkryciem tranzystorów miały charakter koncepcji czysto teoretycznych, stały się konkretem już nie tylko dla fizyków doświadczalnych, ale i dla techników.

Okres ostatnich lat charakteryzuje się ugruntowaniem podstaw fizyki półprzewodników, uzyskaniem znacznie bardziej dokładnych danych eksperymentalnych i poddaniu ich głębszej analizie teoretycznej.

Decydującą rolę odegrał postęp w dziedzinie technologii otrzymywania bardzo czystych materiałów półprzewodnikowych w postaci monokrystalicznej. Postęp ten stał się możliwy przede wszystkim dzięki wprowadzeniu techniki strefowego oczyszczania.¹ Polega ona na powolnym wielo-

* Referat na XV Zjazd Fizyków Polskich we Wrocławiu.

¹ Por. artykuł Zdanowicza: Oczyszczanie substancji metodą topienia strefowego, *Postępy Fizyki* 8, 147 (1957).

krotnym przesuwaniu wąskiej strefy stopionego materiału wzdłuż polikrystalicznej lub monokrystalicznej próbki. Oczyszczanie materiału, jakie przy tym zachodzi, opiera się na znanym zjawisku nierównego rozdziału zanieczyszczeń pomiędzy fazą stałą i ciekłą i było od dawna wykorzystywane do oczyszczania ciał metodą wielokrotnej rekrytalizacji. Proces oczyszczania strefowego stanowi w porównaniu z rekrytalizacją taki postęp, jak użycie kolumny rektyfikacyjnej wobec zwykłej destylacji. Metoda oczyszczania strefowego w połączeniu z udoskonaleniem techniki (wprowadzonej po raz pierwszy przez Czochralskiego) wyciągania kryształów ze stopionej masy, doprowadziła do otrzymania monokryształów germanu bardziej doskonałych pod względem struktury i czystości od jakichkolwiek innych kryształów otrzymanych lub występujących w przyrodzie. Udało się otrzymać kryształy germanu o stężeniu zanieczyszczeń nie większym niż $10^{-8}\%$ i o gęstości dyslokacji nie przekraczającej 10^3 cm^{-2} . Próbki takie pozwoliły na porównanie teorii z doświadczeniem bardziej dokładne, niż wydawało się to możliwe przed kilku laty.

Nie należy bowiem zapominać, że teoria ciała stałego nie zdołała do dnia dzisiejszego uwolnić się od założenia idealnej sieci krystalicznej i dlatego też wnioski jej mogą być ilościowo sprawdzalne tylko dla kryształów zbliżonych do doskonałych. Dużo uwagi poświęcono opracowaniu teoretycznemu sieci krystalicznej typu diamentu, do którego należy german i inne najlepiej zbadane półprzewodniki.

Jednym z podstawowych wniosków teorii pasmowej jest możliwość opisu zachowania się elektronu w polu sił elektromagnetycznych przy pomocy pojęcia masy efektywnej. Elektron w kryształach może być uważany za równoważny cząstce klasycznej o naboju e i masie efektywnej m^* . Masa efektywna ma charakter tensorowy, przy czym elementy tensora masy efektywnej wyznaczone są przez drugie pochodne energii względem składowych wektora falowego elektronu: $\hbar^2(1/m^*)_{ij} = \partial^2 E / \partial k_i \partial k_j$. Masa efektywna jest zatem jednoznacznie związana ze strukturą pasma, to jest z funkcją $E(\vec{k})$.

Do niedawna masę efektywną można było oszacować z danych eksperymentalnych tylko w sposób bardzo pośredni, przy czym otrzymywało się wyłącznie wartości uśrednione (skalarne). Pierwszy bezpośredni pomiar składowych tensora masy efektywnej został dokonany przez Kittela i Kip'a przy pomocy odkrytego przez nich efektu cyklotronowego. Polega on na pomiarze częstości rezonansowej odpowiadającej krążeniu elektronów po torach kołowych w polu magnetycznym. W wyrażeniu na częstość rezonansową na torze cyklotronowym: $\omega = \frac{eH}{m^*c}$ występuje w mianowniku masa efektywna, a właściwie odpowiednie składowe jej tensora,

zależnie od położenia toru elektronu względem osi krystalograficznych. Rezonans występuje wyraźnie tylko wówczas, gdy droga swobodna elektronu jest duża w porównaniu z długością toru. Warunek ten jest spełniony tylko w najniższych temperaturach (około 1° K) i to tylko dla bardzo czystych kryształów. Częstości rezonansowe przypadają w zakresie mikrofalowym. Wypływają stąd zrozumiałe trudności techniczne doświadczenia. W ostatnim czasie udało się rozszerzyć zakres doświadczeń nad efektem cyklotronowym na zakres temperatur wyższych i dla próbek mniej czystych. Wymagało to jednak stosowania pól magnetycznych o natężeniach setek tysięcy erstedów; pola takie można osiągnąć jedynie przy zastosowaniu techniki impulsowej. Częstości rezonansowe leżą wówczas w dziedzinie dalekiej podczerwieni.

Większość prac podstawowych z fizyki półprzewodników w ciągu ostatnich lat dotyczyła germanu; german jest też wciąż najważniejszym półprzewodnikiem w zastosowaniach technicznych. Wiele wysiłku włożono w ostatnim czasie w próby rozszerzenia zakresu badanych materiałów. Stąd dominująca rola technologii, gdyż tylko od niej możemy oczekiwać otrzymania nowych materiałów o czystości porównywalnej z germanem. Bardzo wiele uwagi poświęca się najbliższemu homologowi germanu — krzemowi. Główna trudność w pracy z krzemem polega na tym, że temperatura jego topnienia (1400° C) jest o blisko 500° wyższa niż temperatura topienia germanu. Zachowanie najwyższej czystości — przy wielkiej reaktywności wszystkich prawie ciał w wysokich temperaturach — jest bardzo trudne. Trudności te w jeszcze większym stopniu stają na przeszkodzie zbadaniu boru i jego związków, azotków, karbidków itp., które, jak należy oczekiwać, mogą mieć interesujące własności jako półprzewodniki.

Dużo prac poświęcono związkom pierwiastków trzeciej i piątej kolumny układu periodycznego, takim jak antymonek indu, czy arsenek galu. Związki te posiadają budowę analogiczną do diamentu (typ struktury sfalerytu) i wykazują podobieństwo do germanu pod względem własności elektrycznych i optycznych. Badane były również związki trój- a nawet czteroskładnikowe o podobnej strukturze. Otrzymane próbki ustępują jednak tak co do czystości jak i stężenia defektów sieci krystalicznej najlepszym wzorcom germanowym; przyczyną jest tu zapewne trudność utrzymania idealnej stechiometrii w układzie dwu lub więcej składnikowym. Badane są również i inne materiały, których z braku miejsca nie możemy tu omawiać. Nie ulega wątpliwości, że dzięki skoordynowanym wysiłkom fizyków i technologów uda się przewyciężyć „zaczarowany krąg” germanu.

Wracając do właściwych zagadnień fizyki półprzewodników musimy zanotować znaczny postęp w opracowaniu metod pomiaru podstawowych wielkości charakteryzujących zachowanie się elektronu w ciele stałym.

Pod tym względem półprzewodniki wyprzedzają daleko inne dziedziny fizyki ciała stałego. Mówiliśmy już o masie efektywnej; z innych wielkości można wymienić ruchliwość dziur i elektronów oraz czasu życia związane ściśle z prawdopodobieństwem rekombinacji. Rozszerzyły się również nasze wiadomości o naturze centrów aktywnych, takich jak puste węzły w sieci krystalicznej, atomy międzywęzłowe, obce jony itd. Nową ważną metodą badania natury stanów elektronowych, związanych z tymi centrami, okazała się metoda rezonansu paramagnetycznego.

Szczególnie ważne dla zrozumienia kinetyki procesów elektronowych w półprzewodnikach okazały się postępy zarówno teoretyczne jak i doświadczalne w badaniu mechanizmu rekombinacji. Rekombinacja swobodnego elektronu z wolną lub związaną dziurą może zachodzić bądź z emisją promieniowania (rekombinacja promienista), bądź też z przekazaniem energii elektronom lub jonom kryształu (rekombinacja bezpromienista). W przeważającej liczbie przypadków prawdopodobieństwo rekombinacji promienistej jest małe w stosunku do całkowitego prawdopodobieństwa rekombinacji. Prawdopodobieństwo rekombinacji promienistej wyznacza jednak górny kres czasu życia elektronu swobodnego, do którego rzeczywisty czas życia może się zbliżyć w kryształach idealnych. W ostatnich latach w szeregu przypadków udało się zaobserwować tzw. świecenie rekombinacyjne i stąd wyznaczyć doświadczalnie prawdopodobieństwo rekombinacji promienistej. Dane te umożliwiają krytyczne sprawdzenie założeń teoretycznych.

Badanie rekombinacji bezpromienistej pozwoliło znaleźć szereg nowych nieprzewidywanych uprzednio mechanizmów rekombinacji. Oprócz znanej od dawna rekombinacji fononowej (pobudzenie drgań sieci na koszt energii rekombinacji) wykazano istnienie rekombinacji zderzeniowej, rekombinacji na dyslokacjach, rekombinacji przez pobudzenie drgań plazmy elektronowej. Postawiło to przed teorią ciała stałego nowe zadania do opracowania.

Wszystkie poprzednie rozważania dotyczyły cech objętościowych, które ujawniałyby się w postaci najczystszej w nieograniczonym kryształach. Każdy jednak realny kryształ i każde urządzenie półprzewodnikowe posiada powierzchnię. Zrozumienie znaczenia powierzchni, wpływu zjawisk powierzchniowych na własności półprzewodnika jest sprawą ostatnich lat. Na powierzchni występują stany energetyczne różne od stanów elektronowych wewnątrz kryształu. Z powierzchnią związana jest zwykle bariera potencjału. Mechanizm rekombinacji na powierzchni jest zupełnie inny, niż wewnątrz. Urządzenia półprzewodnikowe takie jak tranzystory, diody, fotoelementy posiadają na ogół małe rozmiary; wynika stąd w sposób oczywisty zasadniczy wpływ powierzchni na ich ogólne własności. Jednym

z najtrudniejszych zadań stojących w tej chwili przed eksperymentatorem jest rozdzielenie zjawisk powierzchniowych i objętościowych. Zadanie to dalekie jest jeszcze od pomyslnego rozwiązania. Opracowano co prawda szereg metod uchwycenia zjawisk powierzchniowych. Wymienić tu można tytułem przykładu tzw. efekt połowy polegający na wpływie poprzecznego pola elektrycznego, przyłożonego do powierzchni półprzewodnika, na jego własności. Jest oczywiste, że zewnętrzne pole elektryczne wiążąc ładunki wpływa przede wszystkim na zjawiska powierzchniowe. Podobne działanie wywiera również warstwa absorbowanych na powierzchni jonów. Również działanie silnie pochłanianego promieniowania ogranicza się głównie do warstwy powierzchniowej. Badanie zatem wpływu tych czynników na półprzewodnik pozwala w pewnym stopniu wyodrębnić zjawiska powierzchniowe. Bardzo dużo pozostaje jednak jeszcze do zrobienia, aby móc przeprowadzić pełną analizę ilościową.

Chciałbym poświęcić kilka słów kierunkowi badań, którym jestem specjalnie zainteresowany i którego znaczenie wzrasta w ostatnim czasie. Mam na myśli optyczne metody badania półprzewodników. Wszyscy wiemy jak decydującą rolę odegrały metody optyczne w rozwoju fizyki atomowej. Najbardziej precyzyjne informacje o stanach energetycznych atomów i cząsteczek i o prawdopodobieństwach przejść między nimi zawdzięczamy spektroskopii. Także w dziedzinie poznania stanów kwantowych jąder atomowych spektroskopią promieni γ odegrała dużą rolę. Zupełnie inaczej kształtowała się do ostatnich lat sytuacja w fizyce ciała stałego (jeżeli pominiemy fosfory), a w szczególności w fizyce półprzewodników. Ciągły charakter widma złożonego z szerokich i rozmytych pasm, przy braku dostatecznie sprecyzowanej teorii, nie pozwalał na wyciągnięcie konkretnych wniosków. Swiecenie rekombinacyjne, związane z bezpośrednim przejściem elektronu pomiędzy pasmami energetycznymi, zostało odkryte zaledwie 3 lata temu. Dopiero wyjaśnienie zasadniczej struktury pasm energetycznych, wzięcie pod uwagę przejść wzbronionych, pozwoliło zrozumieć ogólny charakter widm absorpcyjnych i emisyjnych półprzewodników. Wykazano bezpośrednio wpływ swobodnych nośników prądu (dziur i elektronów) na optyczne parametry półprzewodnika. To też w chwili obecnej optyczne metody badań są intensywnie rozwijane i dostarczyć mogą informacji nieosiągalnych na innej drodze.

Omawiając dziedzinę tak ściśle związaną z praktyką i techniką jak fizyka półprzewodników nie można nie wspomnieć o stanie aktualnym i perspektywach na przyszłość zastosowań półprzewodników.

W okresie ostatnich 5-ciu lat tranzystory przeszły z laboratoriów do przemysłu i są produkowane w wielomilionowych seriach. Nie ulega już dziś wątpliwości, że stanowią one bardzo ważne uzupełnienie lamp elek-

tronowych i łącznie z nimi rozszerzają zakres zastosowań elektroniki. Drugą ważną dziedzinę zastosowań stanowią prostowniki (diody) germanowe i krzemowe, znajdujące zastosowanie do prostowania prądów od znikomych do bardzo wielkich mocy.

Mówiąc o przyszłych zastosowaniach półprzewodników mam na myśli przede wszystkim półprzewodnikowe przetworniki energii: termoelementy i fotoelementy. Pozwalają one na bezpośrednią przemianę energii słonecznej i ciepłej na energię prądu elektrycznego, przy czym w modelach eksperymentalnych osiąga się wydajność przemiany sięgającą kilkunastu procent. W dziedzinie tej poczyniono dopiero pierwsze kroki i sądzę, że w tym kierunku zwracać się będą w coraz większym stopniu prace nad półprzewodnikami.

W tym krótkim przeglądzie mogłem tylko wspomnieć o niektórych kluczowych zagadnieniach. Pragnąłem przedstawić państwu obraz intensywnie rozwijającej się dziedziny badań, stawiającej przed fizykami zadania, dla których rozwiązanie niezbędny jest nowy typ współpracy między teoretykiem i praktykiem, koordynacja wysiłków metalurgów, chemików, technologów w skali przedtem nam nie znanej. Sądzę, że są to cechy nowej fizyki, nie ograniczające się tylko do dziedziny półprzewodników.

Wojciech Królikowski

Instytut Fizyki PAN

O porównaniu z doświadczeniem teorii mezonowej*

W ciągu ostatnich dwu lat znacznie posunęliśmy się naprzód na drodze do zrozumienia oddziaływania między mezonami π i nukleonami przy niezbyt wysokich energiach, powiedzmy poniżej 400 MeV. Zagadnienie to począwszy od prac grupy F e r m i e g o około 1950 r. było jednym z głównych tematów prac doświadczalnych i teoretycznych. Chciałbym przedstawić tu bieżący stan tego zagadnienia, ograniczając się przy tym do najprostszego zjawiska w tej dziedzinie, do rozpraszania mezonów π na nukleonach.

Zacznę od kilku słów wstępu. Jak powszechnie wiadomo, teoria mezonowa rozwinęła się z hipotezy Y u k a w y, który wprowadził do fizyki w 1935 r. nowe pole fizyczne, które byłoby odpowiedzialne za siły jądrowe, a być może zarazem i za rozpad β . Pole to utożsamiono później z polem mezonów π i zrezygnowano z wiązania z nim rozpadu β z uwagi na brak w doświadczeniu procesu

$$\pi \rightarrow e + \nu$$

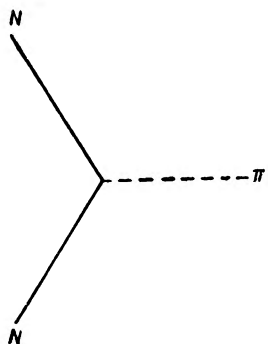
oraz na to, że mezon π okazał się cząstką o spinie 0 (pseudoskalarną), co nie pozwala uzyskać obserwowanych doświadczalnie w rozpadzie β sprzężeń. Hipoteza Y u k a w y była przeniesieniem na nową dziedzinę zjawisk koncepcji znanych z elektrodynamiki kwantowej. Istotą teorii mezonowej jest intencja sprowadzenia zjawisk oddziaływania między mezonem π i nukleonami do superpozycji elementarnych aktów emisji i absorpcji przez nukleony pojedynczych mezonów π (rys. 1). Zgodnie z tą intencją, energia oddziaływania pola mezonów π z polem nukleonów jest w mezodynamice Y u k a w y liniową formą względem pola mezonów π i dwuliniową względem pola nukleonów. Hipoteza Y u k a w y wraz z hipotezą niezależności sił jądrowych od ładunku elektrycznego doprowadziła do dzisiejszej

* Referat wygłoszony na XV Zjeździe Fizyków Polskich we Wrocławiu (5—9 listopada 1957).

symetrycznej postaci teorii mezonowej, sformułowanej po raz pierwszy przez K e m m e r a. W tej teorii energia oddziaływania ma postać

$$g_0 \int d_3x \bar{\psi}(\vec{x}) \gamma_5 \tau_i \psi(\vec{x}) \varphi_i(\vec{x}). \quad (1)$$

Niezależność oddziaływania mezonów π i nukleonów od ładunku elektrycznego jest zapewniona formalnie przez niezmienniczość energii oddziaływania względem obrotów w przestrzeni spinu izotopowego. W ostatnich latach idee teorii mezonowej rozszerzono na inne tzw. silne oddziaływania między cząstkami elementarnymi (teoria d'Espagnata i Prentkiego).



Rys. 1.

Równoległe z rozbudową teorii od samego początku trwały usiłowania otrzymania z niej wniosków ilościowych dostatecznie ścisłych, aby ich porównanie z doświadczeniem mogło ilościowo potwierdzić albo obalić tę teorię. Usiłowania tę długo nie miały powodzenia z uwagi na to, że oddziaływanie między mezonami π i nukleonami jest za silne, aby stosować tu rachunek perturbacyjny polegający na rozwijaniu funkcji falowej wg sta-

łej sprzężenia. Pierwszy postęp w tym kierunku nastąpił około 1952 r., gdy nauczono się wyprowadzać z teorii mezonowej równania ruchu oddziałujących cząstek. Postęp ten zainicjowały prace L é v y' e g o¹ nad oddziaływaniem nukleon-nukleon przy niskich energiach. Jednakże możliwość jakiegoś miarodajnego porównania teorii mezonowej z doświadczeniem pojawiła się dopiero obecnie w zakresie zagadnienia rozpraszania mezonów π na nukleonach. Zawdzięczamy tę możliwość przede wszystkim pracom Ch e w a, L o w a i G o l d b e r g e r a. Przejdę teraz do przedstawienia wyników ilościowych tych prac i ich porównania z doświadczeniem.

Zacznę od przypomnienia doświadczalnych krzywych przedstawiających całkowite przekroje czynne na wszystkie procesy zaczynające się odpowiednio od mezonów π^+ i π^- padających na proton (rys. 2). Najprostszy mi procesami tego rodzaju są odpowiednio

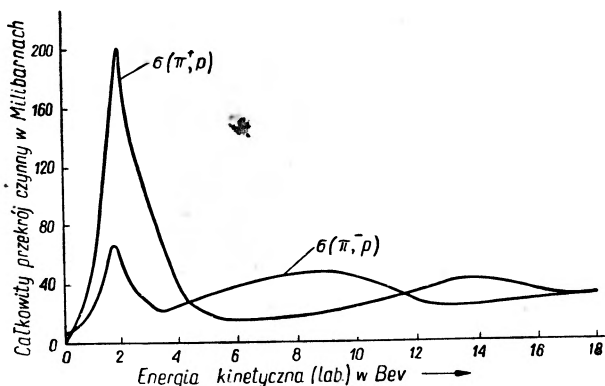
$$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p \quad \text{oraz} \quad \pi^- + p \rightarrow \begin{cases} \pi^- + p \\ \pi^0 + n. \end{cases}$$

Analiza tych przekrojów czynnych na fale parcjalne zapoczątkowana jeszcze przez F e r m i e g o pokazały, że słynny rezonans przy energii 185 MeV w układzie laboratorium jest wywołany intensywnym rozpraszaniem

¹ Patrz artykuł pt. „O metodzie Tamma-Dancoffa”, Postępy Fizyki 4, zeszyt 4.

w stanie P o $J = 3/2$ i $T = 3/2$, gdzie J i T są to całkowity moment pędu i całkowity spin izotopowy układu mezon π + nukleon. Na skutek tego rezonansu fala parcjalna $P_{3/2}$ o $T = 3/2$ dominuje przy niezbyt wysokich energiach nad wszystkimi innymi falami.

Chew i Low zdołali opisać teoretycznie zachowanie się tej fali (w obszarze niezbyt wysokich energii) wraz z faktem występowania rezonansu. Uzyskali mianowicie z teorii mezonowej następujące wzory dla przesunięć fazowych P , $\delta_\alpha \alpha = (2J, 2T)$, przy niskich energiach:



Rys. 2. Całkowite przekroje czynne dla rozpraszania mezonów π^+ i π^- na protonach jako funkcje energii kinetycznej mezonu (w GeV) w układzie odniesienia, w którym proton początkowo spoczywa.

$$\frac{\lambda_\alpha k^3}{\omega^*} \cot \delta_\alpha(\omega^*) \approx 1 - \omega^* r_\alpha, \quad (2)$$

gdzie $\omega^* = (k^2 + \mu^2)^{1/2} + k^2/2M$ — całkowita energia w układzie środka masy, k — pęd mezonu π (= pędowi nukleonu) w układzie środka masy, zaś

$$\lambda_\alpha = \frac{2}{3} \frac{f^2}{4\pi\mu^2} \begin{cases} -4 \\ -1 \\ -1 \\ -2 \end{cases}, \quad \text{gdy } \alpha = \begin{cases} 11 \\ 13 \\ 31 \\ 33 \end{cases} \quad (3)$$

oraz

$$r_{33} > 0, r_{11} \approx r_{13} = r_{31} \approx -r_{33}. \quad (4)$$

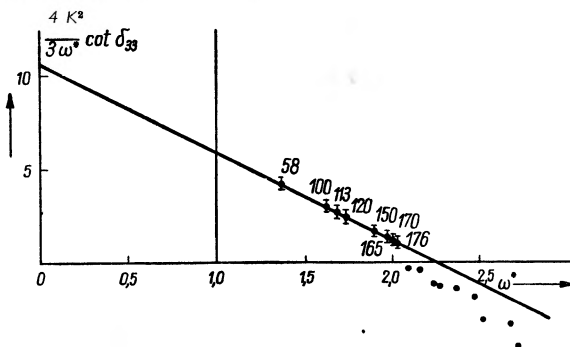
Tutaj $f = (\mu/2M)g$, gdzie g jest renormalizowaną stałą sprzężenia pseudo-skalarne (powstaje ona ze zrenormalizowania stałej g_0 występującej w (1). Ponieważ $r_{33} > 0$ energia ω^* może przybierać wartość $\omega^* = 1/r_{33}$, a wtedy $\cot \delta_{33} = 0$, $\delta_{33} = \pi/2$, więc $\delta_{33} = (4\pi/k^2) \sin^2 \delta_{33} = \text{maximum}$. Mamy tu zatem rezonans. Porównanie z doświadczeniem wzoru (2) w przypadku fali $P_{3/2}$ o $T = 3/2$ (tzn. $\alpha = 33$):

$$\frac{4k^2}{3\omega^*} \cot \delta_{33} = \frac{4\pi\mu^2}{f^2} (1 - \omega^* r_{33}) \quad (5)$$

proceedzi do doskonałej zgodności (rys. 3), przy wartości

$$f^2/4\pi = 0,095 \pm 0,05 \quad (6)$$

oraz $\omega_r^* = 1/r_{33}$ dobranej do rezonansu. Powyższa wartość f daje $g^2/4\pi \approx 15$. Dane doświadczalne pochodzą tu z rozpraszania $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p$. Porównanie z doświadczeniem wzorów (2) dla innych fal P (tzw. „małych”) nie jest w tej chwili właściwie możliwe z powodu niepewności pomiarowej. Ale nawet przy większej dokładności pomiarów nie byłoby miarodajne z uwagi na małość występujących tu przesunięć fazowych, których wielkość jest porównywalna z niedokładnością teoretyczną samych wzorów (2).



Rys. 3. Porównanie z doświadczeniem wzoru (5)

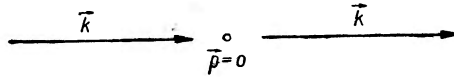
Chew i Low wyprowadzili pierwotnie wzory (2) z przybliżonej teorii mezonowej, w której pole mezonów π oddziałuje z nieruchomym, rozmytym źródłem (nukleonem). Jednakże okazało się później, że wzory te wynikają również, jako przybliżony wniosek, i ze ścisłej, lokalnej teorii, gdy się z a ł o ż y w zgodzie z doświadczeniem, że przy niskich energiach dominuje fala parcjalna $P_{3/2}$ o $T = 3/2$ i weźmie się z doświadczenia wartość rezonansową ω_r^* . Wtedy okazuje się, że niedokładność wzoru (2) jest porównywalna z wielkością „małych” przesunięć fazowych. W pierwotnej teorii wartość $\omega_r^* = 1/r_{33}$ jest obliczalna teoretycznie i wyraża się za pomocą stałej sprzężenia f i parametru obciążenia ω_{\max} (parametru rozmycia nukleonu) przybliżonym wzorem

$$\frac{1}{\omega_r^*} \approx \frac{f^2}{4\pi\mu^2} \omega_{\max}. \quad (7)$$

W ścisłej, lokalnej teorii wielkości ω_r^* nie udało się wyrazić za pomocą zbieżnego wyrażenia, tzn. nie udało się właściwie wykazać istnienia rezonansu. Zakładając jednak fenomenologicznie jego istnienie, można przy założeniu dominowania fali parcjalnej $P_{3/2}$ o $T = 3/2$ otrzymać wzory (2).

Chciałbym teraz przejść do zagadnienia porównania z doświadczeniem tzw. wzorów dyspersyjnych Goldberga, będących zupełnie ścisłym wnioskiem z lokalnej teorii mezonowej.

Oznaczmy przez $T_{\pm}(\omega)$ amplitudę rozpraszania elastycznego ku przodowi mezonu π^{\pm} o energii $\omega = (k^2 + \mu^2)^{1/2}$ na protonie w układzie, w którym proton początkowo spoczywa (rys. 4).



Rys. 4.

Tutaj $\vec{k} \rightarrow \vec{k}' = \vec{k}$, $\vec{p} = 0 \rightarrow \vec{p}' = \vec{p} = 0$. Różniczkowy przekrój czynny rozproszenia elastycznego ku przodowi wyniesie:

$$d\sigma_{\pm}(\omega, \vartheta)/d\Omega|_{\vartheta=0} = |T_{\pm}(\omega)|^2. \quad (8)$$

Dla amplitud $T_{\pm}(\omega)$ obowiązują następujące wzory, będące ścisłą konsekwencją założeń lokalnej teorii mezonowej:

$$\text{Re}T_{\pm}(\omega) = \frac{1}{2}(1 + \omega/\mu) \text{Re}T_{\pm}(\mu) + \frac{1}{2}(1 - \omega/\mu) \text{Re}T_{\mp}(\mu) + \quad (9)$$

$$+ \frac{k^2}{(2\pi)^2} P \int_{\mu}^{\infty} \frac{d\omega'}{k'} \left[\frac{\sigma_{\pm}(\omega')}{\omega' - \omega} + \frac{\sigma_{\mp}(\omega')}{\omega' + \omega} \right] \pm \frac{|2f|^2}{4\pi\mu^2} \frac{k^2}{\omega \pm \mu^2/2\mu'}$$

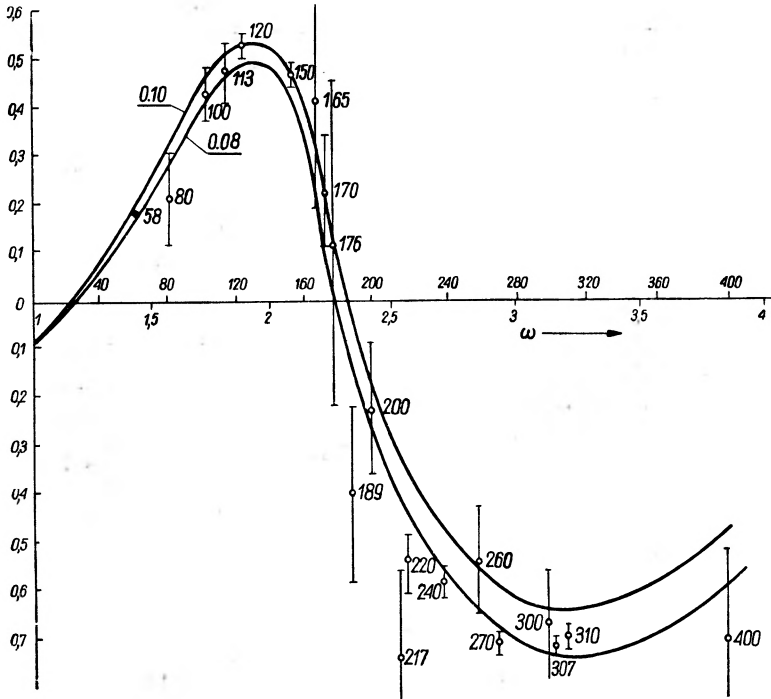
gdzie

$$\sigma_{\pm}(\omega) = 4\pi/k \text{Im}T_{\pm}(\omega) \quad (10)$$

jest całkowitym przekrojem czynnym dla wszystkich procesów zaczynających się od mezonu π^{\pm} padającego na spoczywający proton. Te tzw. wzory dyspersyjne Goldberga zostały podane przez Goldberga a następnie ściśle wyprowadzone z teorii mezonowej niezależnie od siebie przez Symon zika, Josta i Lehmana oraz Bogoliubowa. Bogoliubow wyprowadził następnie wzory dyspersyjne dla rozpraszania pod dowolnym kątem. Wzory Bogoliubowa zawierają jednak wielkości, które nie wszystkie są wprost mierzalne, w przeciwieństwie do wzorów Goldberga (będących zresztą specjalnym przypadkiem wzorów Bogoliubowa). Okazało się, że wzory dyspersyjne są konsekwencją nie całej, że tak powiem, teorii mezonowej, ale tylko niektórych jej własności, przede wszystkim tzw. kauzalności mikroskopowej, będącej wyrazem postulowanej lokalności teorii. Kauzalność mikroskopowa wyraża się warunkiem przemienności wszystkich operatorów pola dla punktów położonych względem siebie w sposób przestrzenny, tzn. nie mogących się kontaktować ze sobą za pomocą sygnałów o prędkości nieprzekraczającej prędkości światła.

Do tej chwili wykonano kilka prac poświęconych porównaniu wzorów dyspersyjnych Goldberga ze znanym materiałem doświadczal-

nym. Wzory dyspersyjne nie wyznaczają amplitudy $T(\omega)$. Ich porównanie z doświadczeniem polega na wstawieniu do nich danych doświadczalnych, a więc na badaniu ich niesprzeczności z doświadczeniem. Najbardziej zaawansowaną pracę w tym kierunku wykonali ostatnio P u p p i i S t a n g h e l l i n i. Całkę $\int_{-\infty}^{\infty}$ po prawej stronie (9) obliczyli oni z doświadczalnej znajomości $\delta_{\pm}(\omega)$ od μ do 1,9 BeV, przyjmując powyżej stałą wartość



Rys. 5. Porównanie z doświadczeniem wzoru (9) dla $\text{Re } T_+$

$\delta_{\pm}(\omega) = 30 \text{ mb}$ sugerowaną przez ustalone zachowanie się $\delta_{\pm}(\omega)$ bezpośrednio poniżej 1,9 BeV. Wielkość $\text{Re } T_{\pm}(\omega)$ obliczyli ze wzoru

$$\text{Re } T_{\pm}(\omega) = [|T_{\pm}(\omega)|^2 - |\text{Im } T_{\pm}(\omega)|^2]^{1/2} = \left[d\sigma(\omega, \vartheta) / d\Omega \Big|_{\vartheta=0} - \left(\frac{4\pi}{k} \right)^2 \sigma_{\pm}^2(\omega) \right]^{1/2}.$$

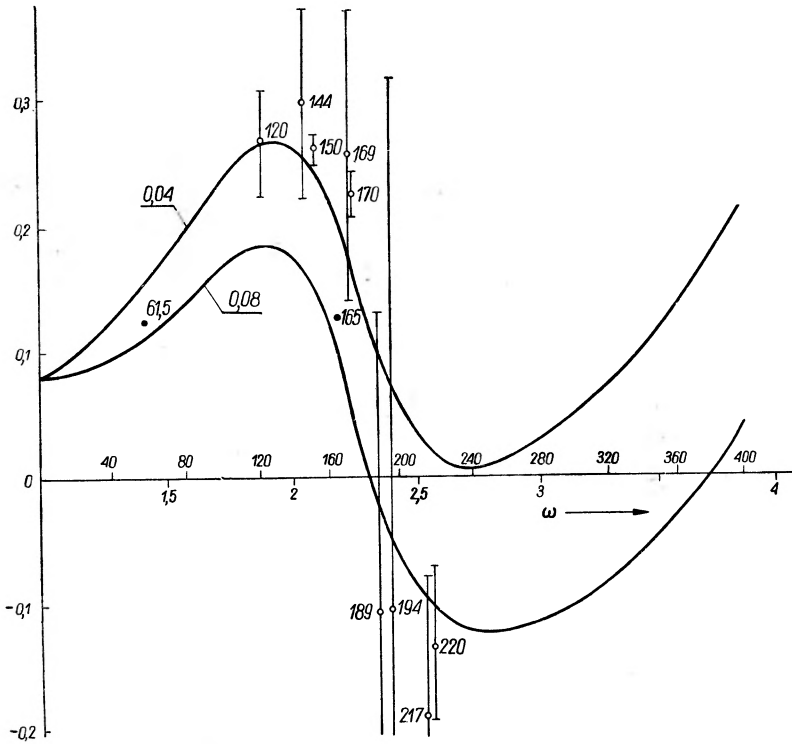
Wówczas dla wzoru (9) z $\text{Re } T_+(\omega)$ po lewej stronie uzyskali bardzo dobrą zgodność lewej i prawej strony (9) (rys. 5) przy wartości

$$f^2/4\pi = 0,095 \pm 0,005,$$

a więc tej samej, która wynika z porównania z doświadczeniem wzoru C h e w i L o w a dla $\delta_{33}(\omega)$. Natomiast dla wzoru (9) z $\text{Re } T_-(\omega)$ po lewej stronie sytuacja jest inna (rys. 6). Tutaj pewne punkty poniżej rezonansu

pasują do krzywej z $f^2/4\pi = 0,04$ a nie pasują do krzywej z $f^2/4\pi = 0,08$ (a tym bardziej z $f^2/4\pi = 0,095$).

Poprzednio, przed pracą Puppiego i Stanghelliniego, porównywał wzory Goldbergera z doświadczeniem Haber-Schalin używając wzorów dla kombinacji $\text{Re}(T_- - T_+)/2$ i uzyskał zgodność z doświadczeniem przy $f^2/4\pi = 0,08$. Rzeczywiście, używając również rezultatów Puppiego i Stanghelliniego otrzymuje się dla

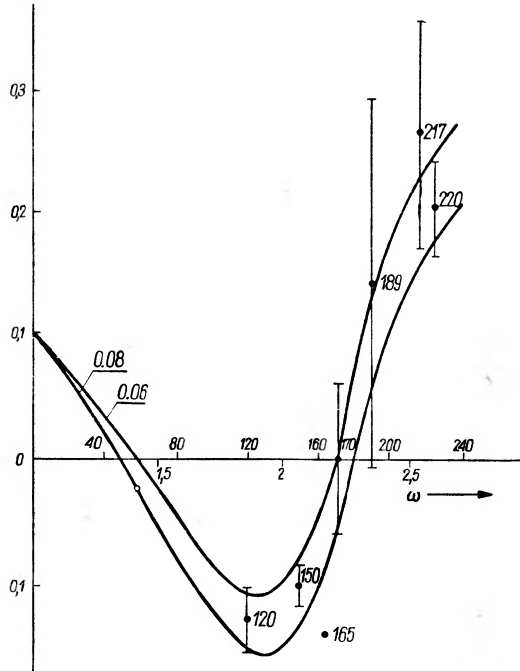


Rys. 6. Porównanie z doświadczeniem wzoru (9) dla $\text{Re } T_-$

$\text{Re}(T_- - T_+)/2$ krzywą dobrze zgadzającą się z doświadczeniem przy $f^2/4\pi = 0,08$ (rys. 7).

Wynik Puppiego i Stanghelliniego dla wzoru (9) z $\text{Re } T_-(\omega)$ po lewej stronie nie jest jeszcze pewny z uwagi na większe obciążenie tego wzoru niepewnością pomiarową, niż wzoru z $\text{Re } T_+(\omega)$ (większą tu bowiem rolę, niż we wzorze z $\text{Re } T_+(\omega)$ odgrywa przekrój czynny dla $\pi_- = \delta_-(\omega)$, który jest gorzej znany niż $\delta_+(\omega)$). Gdyby jednak wynik Puppiego i Stanghelliniego okazał się prawdziwy, oznaczałoby to jedno z dwojga. Pierwszą możliwością byłoby odrzucenie hipotezy niezależności przynajmniej pewnych silnych oddziaływań od ładunku (tzn. pogwałcenie

prawa zachowania spinu izotopowego w tych oddziaływaniach), np. być może oddziaływać z mezonami K i hiperonami. Te ostatnie oddziaływania w przypadku zachowania spinu izotopowego nie modyfikują struktury wzorów Goldberga, natomiast przy pogwałceniu tego prawa prowadzą do innej stałej sprzężenia w obu wzorach. Drugą możliwością byłoby zrezygnowanie z któregoś z podstawowych postulatów dzisiejszej teorii pola, na których opiera się wywód wzorów dyspersyjnych. Wskazywano tu przede wszystkim na postulat kauzalności mikroskopowej, wyrażającej lokalny charakter dzisiejszej teorii. Wynik Puppiego i Stanghelliniego nie jest wolny od obiekcji i jest przedmiotem krytyki.



Rys. 7. Porównanie z doświadczeniem wzoru (9) dla $\text{Re}(T_+ - T_-)/2$

Reasumując to, co powiedziałem, możemy stwierdzić istotny postęp na drodze do miarodajnego porównania teorii mezonowej z doświadczeniem w zakresie rozpraszania mezonów π na nukleonach. Podobny postęp można zanotować również w zagadnieniu fotoprodukcji mezonów π . Postępy te rzucają się w oczy zwłaszcza tym, którzy śledzili beznadziejną, jak się wydawało, sytuację w mezodynamice przed kilku jeszcze laty.

Jan Rzewuski

Zakład Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego
Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk

O inwersjach czasu i przestrzeni*

1. Wstęp

W końcu ubiegłego i w początkach bieżącego roku dokonano odkryć, które mogą mieć przełomowe znaczenie dla dalszego rozwoju fizyki. Mam na myśli odkrycie faktu, że w tak zwanych słabych oddziaływaniach parzystość przestrzenna i ładunkowa nie są stałymi ruchu (nie zachowują się w czasie).

Historia tego odkrycia jest dość zabawna i dlatego warto jej może poświęcić parę słów. Wszystko zaczęło się od tzw. zagadki mezonów τ i Θ . Mezony te rozpadają się, jak wiadomo, w następujący sposób:



Ponieważ parzystość mezonów π jest ujemna (funkcja mezonu π zmienia znak przy odwróceniu osi przestrzennych) a spin mezonu π jest 0, to spin i parzystość Θ^+ i τ^+ jest określona przez moment pędu cząstek rozpadu pod warunkiem, że parzystość zachowuje się w obu reakcjach. Łatwo pokazać, że są możliwe następujące przyporządkowania spinu i parzystości dla mezonów Θ^+ i τ^+ :

$$\begin{aligned}\Theta^+ &: (0, +), (1, -), (2, +), \dots \\ \tau^+ &: (0, -), (1, +), (1, -), (2, +), (2, -), \dots\end{aligned}\tag{1,2}$$

Jeśli więc spin mezonów Θ^+ i τ^+ jest zero, to cząstki te różnią się od siebie parzystością. Podkreślamy, że wynik ten jest otrzymany przy założeniu, że parzystość zachowuje się w reakcjach (1. 1).

Z drugiej strony cząstki Θ^+ i τ^+ mają jednakowe (w granicach błędu doświadczalnego) masy: $m_{\tau^+} = 966,3 \pm 2,1$, $m_{\Theta^+} = 966,7 \pm 2,0$, oraz

* Referat wygłoszony na XV Zjeździe Fizyków Polskich we Wrocławiu (5—9 listopada 1957 r.).

czasy życia: $\tau_{\tau^+} = 1,19 \pm 0,05 \cdot 10^{-8}$, $\tau_{\Theta^+} = 1,21 \pm 0,04 \cdot 10^{-8}$. Z tej przyczyny istnieje uzasadniona tendencja aby traktować je jako tę samą cząstkę.

Są więc dwie możliwe alternatywy:

- 1) Parzystość jest zachowana i spin Θ^+ i τ^+ jest równy 0; wtedy Θ^+ i τ^+ są cząstkami różnymi od siebie (różnią się parzystością).
- 2) Parzystość nie jest zachowana; wtedy można traktować Θ^+ i τ^+ jako tę samą cząstkę rozpadającą się na dwa różne sposoby.

Tak więc powstało zagadnienie czy parzystość jest zachowana w reakcjach rozpadu mezonów Θ^+ i τ^+ . Niestety zagadnienie to jest prawie niedostępne doświadczalnie i dlatego Lee i Yang (1956) postawili zagadnienie ogólniej, pytając czy są inne słabe reakcje (reakcje rozpadu cząstek elementarnych nazywamy słabymi), w których możnaby wykryć niezachowanie parzystości. Teoretyczna analiza pokazała, że takimi reakcjami jest np. rozpad β jąder o zorientowanym spinie lub rozpad $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ ($\pi \rightarrow \mu + \nu$, $\mu \rightarrow e + 2\nu$). Z grubsza biorąc chodzi o to, że w powyższych procesach można utworzyć pseudoskalar z wielkości mierzonych. Np. w rozpadzie β jąder zorientowanych można utworzyć pseudoskalar ze spinu jądra $\vec{\sigma}$ i pędu elektronu \vec{p} . Taki pseudoskalar daje w rozkładzie kątowym przyczynek proporcjonalny do $\cos \Theta$

$$I(\Theta)d\Theta = A(1 + a \cos \Theta) \sin \Theta d\Theta \quad (1,3)$$

gdzie A i a są to pewne stałe a Θ jest kątem pomiędzy kierunkiem \vec{p} i $\vec{\sigma}$. Jeśli $a = 0$ to człon pseudoskalarnego nie ma i parzystość jest zachowana. $a \neq 0$ wskazuje na niezachowanie parzystości. Analogicznie sytuacja przedstawia się w rozpadzie $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$, gdzie rolę zorientowanego jądra odgrywa spolaryzowany (przynajmniej częściowo) w rozpadzie $\pi \rightarrow \mu + \nu$ mezon μ .

Powyższe doświadczenia zostały wykonane przez C. S. Wu i współpracowników (1957) dla rozpadu Co^{60} , oraz przez L. M. Ledermana i współpracowników (1957) dla rozpadu $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$, przy czym stwierdzono istnienie asymetrii ($a \neq 0$), a zatem niezachowanie parzystości.

Tak więc trzeba było dopiero zagadki $\Theta - \tau$, aby zwrócić uwagę na doświadczenia, z których jedno przynajmniej (rozpad Co^{60}) mogło być wykonane już dość dawno. Należy podkreślić, że doświadczenia te, aczkolwiek wskazują na niezachowanie parzystości w słabych oddziaływaniach z udziałem neutrino, wcale jeszcze nie rozwiązują problemu $\Theta - \tau$. Niemniej jednak zachwiały one ogólnie dotychczas przyjmowaną zasadę zachowania parzystości i dlatego posiadają ogromne znaczenie dla dalszego rozwoju badań w dziedzinie cząstek elementarnych. Ostatnio udało się już wykryć niezachowanie parzystości w rozpadzie hiperonów.

W moim referacie chciałbym zapoznać słuchaczy z podstawami teoretycznymi, na których opiera się dyskusja tych zagadnień.

2. Inwersje przestrzeni i czasu

Parzystością przestrzenną lub czasową nazywamy sposób zachowania się danej wielkości fizycznej przy inwersjach przestrzeni lub czasu

$$I_r: x' = -x, y' = -y, z' = -z, t' = t \quad (2,1)$$

$$I_t: x' = x, y' = y, z' = z, t' = -t.$$

Wiadomo, że szczególna teoria względności żąda od nas, aby prawa przyrody były sformułowane w sposób niezmienniczy względem transformacji Lorentza. Doświadczenie mówi jednak bezpośrednio właściwie tylko o obrotach w czterowymiarowej przestrzeni zmiennych x, y, z, t . O inwersjach (2,1), których nie można zrealizować doświadczalnie, nie mamy żadnych bezpośrednich danych eksperymentalnych. Zakładaliśmy jednak dotąd przez ekstrapolację, że prawa przyrody powinny być niezmiennicze wobec pełnej grupy Lorentza, a więc wobec obrotów i inwersji. Omawiane na wstępie zjawiska przeczą temu założeniu, przynajmniej jeśli chodzi o inwersje w odniesieniu do oddziaływań słabych.

Z uwagi na specjalne znaczenie, jakiego teraz nabrały inwersje czasu i przestrzeni, warto może przeprowadzić szczegółową analizę własności transformacyjnych wielkości fizycznych z tego punktu widzenia. Tym bardziej, że w popularnych pracach o grupie Lorentza na ogół mało miejsca poświęca się inwersjom.

Można pokazać (W a t a n a b e, 1955), że istnieją cztery różne typy tensorów zachowujące się tak samo przy obrotach, a różniące się własnościami transformacyjnymi przy inwersjach (2,1).

A		B		C		D	
I_r	I_t	I_r	I_t	I_r	I_t	I_r	I_t
t	t	pt	pt	t	pt	pt	t

(2,2)

Typ A (patrz tablica (2,2)) zachowuje się jak zwyczajny tensor („ t ”) zarówno przy I_r jak i przy I_t . Oznacza to, że jego składowe transformują się jak iloczyny zewnętrzne odpowiedniej ilości współrzędnych

$$A_{\mu\nu\rho} \dots \sim x_\mu x_\nu x_\rho \dots \quad (2,3)$$

Znaczek „ \sim ” oznacza tu „transformuje się jak”. Greckie wskaźniki przebiegają od 1 do 4, przy czym $x_4 = ict$.

Typ B transformuje się względem I_r i I_t jak pseudotensor („ pt ”). Podamy tu tylko definicję pseudowektora B_μ , która w dalszych rozważaniach będzie nam potrzebna

$$B_1 \sim A_{[234]}, B_2 \sim A_{[341]}, B_3 \sim A_{[412]}, B_4 \sim A_{[123]}, \quad (2,4)$$

przy czym nawiasy kwadratowe oznaczają, że tensor trzeciego rzędu $A_{[\mu\nu\rho]}$ jest antysymetryczny we wszystkich swoich wskaźnikach, $A_{\mu\nu\rho} = -A_{\nu\mu\rho} = -A_{\mu\rho\nu} = \dots \dots \dots$ itd. Typ C transformuje się jak tensor względem $I_{\vec{r}}$ a jak pseudotensor względem I_t .

Typ D na odwrót: jak pseudotensor względem $I_{\vec{r}}$, a jak tensor względem I_t .

Warto zaznaczyć, że własności transformacyjne A, B, C i D tworzą grupę o następujących prawidłach mnożenia

	A	B	C	D
A	A	B	C	D
B	B	A	D	C
C	C	D	A	B
D	D	C	B	A

(2,5)

Elementem jednostkowym jest tu typ A. Mnożenie oznacza jakiegokolwiek mnożenie tensorów, zewnętrzne, lub skalarnie (tzn. ze zwięzieniem). Z tabelki (2,5) wynika np., że tensor typu B pomnożony przez tensor typu D daje tensor typu C. W przypadku dwóch wektorów i mnożenia skalarnego sprawdzamy łatwo, że

$$B_{\mu} D_{\mu} = C, \quad (2,6)$$

gdzie C nie zmienia znaku przy $I_{\vec{r}}$, a zmienia znak przy I_t , jak być powinno. Ogólny dowód, że zachodzą własności (2,5) jest prosty, ale dość żmudny i nie będę go tu przedstawiał.

Grupę (2,5) można zrealizować przy pomocy następujących czterech elementów:

$$\begin{aligned} A &= (1, 1) & B &= (-1, -1) \\ C &= (1, -1) & D &= (-1, 1), \end{aligned} \quad (2,7)$$

przy czym mnożenie wykonuje się według przepisu

$$(x_1, x_2) \cdot (y_1, y_2) = (x_1 \cdot y_1, x_2 \cdot y_2). \quad (2,8)$$

Można pokazać, że wyżej wymienione typy transformacyjne tensorów wyczerpują wszystkie możliwości, które dadzą się zdefiniować w sposób relatywistycznie niezmienniczy, to zn. taki, że własności transformacyjne nie zmieniają się przy przejściu z jednego Lorentzowskiego układu współrzędnych do drugiego.

Przejdźmy teraz do analizy wszystkich możliwych typów spinorów z punktu widzenia inwersji przestrzeni i czasu. Żeby zdefiniować inwersję dla spinora należy mieć związek pomiędzy spinorami i tensorami. Taki

związek istnieje dla wszystkich spinorów parzystego rzędu i ma najprostszą postać dla spinorów drugiego rzędu $t_{\alpha\dot{\beta}}$ ($\alpha, \beta = 1, 2$). Wyrażają się one przez wektory przy pomocy znanych wzorów:

$$\begin{aligned} t_{1\dot{1}} &= t_3 - t_0 & t_{1\dot{2}} &= t_1 - it_2 \\ t_{2\dot{1}} &= t_1 + it_2 & t_{2\dot{2}} &= -t_3 - t_0, \end{aligned} \quad (2,9)$$

które przy pomocy macierzy Pauliego można zapisać w postaci

$$t \equiv \begin{pmatrix} t_{1\dot{1}} & t_{1\dot{2}} \\ t_{2\dot{1}} & t_{2\dot{2}} \end{pmatrix} = \sigma_\mu t_\mu, \quad (2,10)$$

gdzie

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \sigma_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2,11)$$

Traktując teraz we wzorach (9) wektory t_μ kolejno jako wektory typu A, B, C i D i wykonując inwersję przestrzeni i czasu otrzymamy cztery typy transformacyjne spinorów, które oznaczymy odpowiednio przez a, b, c i d.

Typ a transformuje się np. przy inwersjach przestrzennych wg transformacji R_1 , gdzie

$$R_1: \begin{aligned} t'_{1\dot{1}} &= t_{2\dot{2}} & t'_{1\dot{2}} &= -t_{1\dot{2}} \\ t'_{2\dot{1}} &= -t_{2\dot{1}} & t'_{2\dot{2}} &= t_{1\dot{1}} \end{aligned} \quad (2,12)$$

a przy inwersjach czasowych wg transformacji R_2 , gdzie

$$R_2: \begin{aligned} t'_{1\dot{1}} &= -t_{2\dot{2}} & t'_{1\dot{2}} &= t_{1\dot{2}} \\ t'_{2\dot{1}} &= t_{2\dot{1}} & t'_{2\dot{2}} &= -t_{1\dot{1}} \end{aligned} \quad (2,13)$$

Ponieważ pseudowektor transformuje się akurata odwrotnie niż wektor, więc dla spinora typu b role R_1 i R_2 zmieniają się. Łatwo dalej widzieć, że spinor typu c transformuje się wg R_1 zarówno dla I_r jak i I_t , a spinor typu d transformuje się wg R_2 zarówno dla I_r jak i I_t .

a		b		c		d	
I_r	I_t	I_r	I_t	I_r	I_t	I_r	I_t
R_1	R_2	R_2	R_1	R_1	R_1	R_2	R_2

(2,14)

Dla dalszych rozważań interesujące są w pierwszym rzędzie własności transformacyjne spinorów pierwszego rzędu t_α i $t_{\dot{\alpha}}$ ($\alpha = 1, 2$). Ponieważ współrzędne spinorów drugiego rzędu transformuje się jak iloczyn ze-

wewnętrzne składowych spinorów pierwszego rzędu ($T_{\alpha\dot{\beta}} \sim t_\alpha t_{\dot{\beta}}$), więc dla transformacji tych spinorów mamy następujące możliwości:

$$R_1: \begin{array}{ll} t'_1 = at_2 & t'_2 = -at_1 \\ t'_i = a^{-1}t_2 & t'_2 = -a^{-1}t_1 \end{array} \quad (2,15)$$

$$R_2: \begin{array}{ll} t'_1 = at_2 & t'_2 = -at_1 \\ t'_i = -a^{-1}t_2 & t'_2 = a^{-1}t_1, \end{array} \quad (2,16)$$

gdzie a jest dowolną liczbą zespoloną. Tabelka (2,14) przypisująca transformacje R_1 i R_2 inwersjom I_r i I_t dla różnych typów spinorów jest oczywiście słuszna również i dla spinorów pierwszego rzędu. Dla odróżnienia spinorów od tensorów wskaźniki spinorowe będziemy oznaczać pierwszymi literami alfabetu greckiego $\alpha, \beta, \dots, \dots \dot{\alpha}, \dot{\beta}, \dots$ a wskaźniki tensorowe literami greckimi μ, ν, λ, \dots

Już na tym etapie rachunków można przeprowadzić dyskusję o możliwościach t.zw. teorii dwukomponentowych. Wiadomo, że spinory t_α i $t_{\dot{\alpha}}$ są zdefiniowane przez swoje własności transformacyjne:

$$\begin{array}{l} t'_1 = at_1 + \beta t_2 \\ t'_2 = \gamma t_1 + \delta t_2 \end{array} \quad a\delta - \beta\gamma = 1 \quad (2,17)$$

$$\begin{array}{l} t'_i = \alpha^* t_i + \beta^* t_{\dot{i}} \\ t'_2 = \gamma^* t_i + \delta^* t_{\dot{i}} \end{array} \quad \alpha^* \delta^* - \beta^* \gamma^* = 1 \quad (2,18)$$

(,,*" oznacza wielkość zespoloną sprzężoną). Wiadomo również, że transformacje (2,17) lub (2,18) dają poprzez relacje (2,9) (z x_μ na miejscu t_μ) wszystkie obroty czterowymiarowej przestrzeni x_μ , nie dają natomiast inwersji.

Inwersje, jak widać z wzorów (2,15) i (2,16), mieszają pomiędzy sobą składowe kropkowane $t_{\dot{\alpha}}$ i niekropkowane t_α . Dla tej przyczyn w równaniach Dirac'a, które są niezmiennicze wobec pełnej grupy Lorentza (zawierającej również inwersje), występują spinory czteroskładnikowe zawierające dwie składowe kropkowane i dwie niekropkowane.

Zachodzi pytanie, czy można uzyskać inwersje również w przestrzeni spinorów o dwu składowych t_α lub $t_{\dot{\alpha}}$. Zeby na to pytanie odpowiedzieć zauważymy po pierwsze, że jedyny związek jaki może zachodzić pomiędzy t_α i $t_{\dot{\alpha}}$ w zgodzie z własnościami transformacyjnymi (2,17—18) jest

$$t_{\dot{\alpha}} = \kappa t_\alpha^*, \quad (2,19)$$

gdzie κ jest dowolną liczbą zespoloną. Ten związek zmniejsza ilość składowych niezależnych z czterech funkcji zespolonych t_α i $t_{\dot{\alpha}}$ do dwóch funkcji zespolonych t_α . Należy tylko sprawdzić, czy związek ten nie jest sprzeczny z operacjami R_1 i R_2 opisującymi inwersję.

Ponieważ κ jest liczbą (skalarem typu A), więc związek (2,19) powinien zachodzić w każdym układzie współrzędnych

$$t'_\alpha = \kappa t_\alpha^*. \quad (2,20)$$

Wymaga tego również wewnętrzna konsystencja teorii dwukomponentowej.

Podstawiając teraz (2,19) i (2,20) do (2,15) otrzymamy z jednej strony:

$$t'_1 = a\kappa t_2^*, \quad t'_2 = -a\kappa t_1^* \quad (2,21)$$

i z drugiej strony:

$$t'_1 = a^{*-1} \kappa^{*-1} t_2^*, \quad t'_2 = -a^{*-1} \kappa^{*-1} t_1^*. \quad (2,22)$$

Wzory (2,21) i (2,22) nie są sprzeczne pod warunkiem, że

$$a\kappa = a^{*-1} \kappa^{*-1} \quad \text{albo} \quad |a|^2 |\kappa|^2 = 1. \quad (2,23)$$

Warunek (2,23) można spełnić przez odpowiedni dobór a i κ .

W przypadku transformacji R_2 (2,16) otrzymamy po podstawieniu (2,19) wzory tego samego typu co (2,20) i (2,21) z tym, że znak w prawych stronach równań (2,22) zmieni się na przeciwny. niesprzeczność wzorów transformacyjnych wymagałaby więc teraz spełnienia warunku

$$a\kappa = -a^{*-1} \kappa^{*-1} \quad \text{albo} \quad |a|^2 |\kappa|^2 = -1. \quad (2,24)$$

Taki warunek jest niemożliwy do spełnienia.

Mamy więc wniosek, że tylko transformacje R_1 dadzą się zrealizować w przestrzeni spinorów o dwu składowych. Transformacja R_2 jest w tej przestrzeni niewykonalna.

Tabela (2,14) pokazuje nam dalej, że tylko dla spinorów typu c można zrealizować jednocześnie $I_{\vec{r}}$ i I_t w przestrzeni spinorów o dwu składowych. Typ a nie dopuszcza inwersji czasowych, typ b przestrzennych, a typ d ani jednych ani drugich. Jeśli więc chcemy budować dwukomponentową teorię cząstek elementarnych zachowując jednocześnie pojęcie inwersji przestrzennych i czasowych, to jedynym dopuszczalnym typem transformacyjnym dla spinorów jest typ c . To wyróżnienie typu c jest dosyć nieoczekiwane, jeśli wziąć pod uwagę nawyk posługiwania się tensorami typu A .

Możnaby dla spinorów typu a , b , i d pomyśleć o tym, aby we wzorze (2,20) zmieniać odpowiednio znak przy przejściu z jednego układu do układu odwróconego. Np. dla spinorów typu a możnaby założyć, że znak w (2,20) zmienia się przy inwersji czasowej. Wtedy R_2 byłoby operacją dopuszczalną (otrzymalibyśmy warunek (2,23)). Jednakże teoria taka dawałaby różny związek pomiędzy t_α i t'_α w dwu układach różniących się kierunkiem osi czasu, a więc nie byłaby niezmiennicza wobec inwersji czasowych.

3. Równania niezmiennicze

Wróćmy teraz do ogólnego przypadku, w którym spinory t_α i $t_{\dot{\alpha}}$ są niezależne (nie zachodzi pomiędzy nimi związek typu (2,20)).

Wiadomo, że dla wielkości a_α i b_α lub $a_{\dot{\alpha}}$ i $b_{\dot{\alpha}}$ transformujących się wg (2.17—18) istnieją niezmiennicze formy biliniowe

$$a_1 b_2 - a_2 b_1 \quad \text{i} \quad a_{\dot{1}} b_{\dot{2}} - a_{\dot{2}} b_{\dot{1}}. \quad (3,1)$$

Dla wygodniejszej pisowni można wprowadzić składowe z górnymi wskaźnikami według umowy

$$t^1 = t_2, \quad t^2 = -t_1 \quad (3,2)$$

i analogicznie dla wielkości kropkowanych. Formy (3,1) napiszą się teraz w prostej postaci

$$a_\alpha b^\alpha \quad \text{i} \quad a_{\dot{\alpha}} b^{\dot{\alpha}}, \quad (3,3)$$

gdzie przyjęto konwencję Einsteinowską o sumowaniu po wskaźnikach α i $\dot{\alpha}$ od 1 do 2. Widać stąd od razu, że np. spinor trzeciego rzędu $a_{\alpha\beta}^\alpha$, w którym dwa znaczki, jeden górny i jeden dolny są równe, (t.zn. wykonuje się po nich sumowanie), transformuje się jak spinor pierwszego rzędu

$$a_{\alpha\beta}^\alpha \sim a_\beta. \quad (3,4)$$

Możemy teraz łatwo napisać najprostsze różniczkowe równania współzmiennicze dla spinorów, to znaczy takie równania, w których wszystkie wyrazy transformują się jednakowo. Podstawiając mianowicie do wzorów (2.9—10) zamiast t_μ wektor typu A : $\frac{\partial}{\partial x_\mu} \equiv \partial_\mu$ otrzymamy spinor typu a

$$d_{\alpha\dot{\beta}} = \sigma_{\mu\alpha\dot{\beta}} \partial_\mu. \quad (3,5)$$

Współzmiennicze równania różniczkowe pierwszego rzędu dla spinora $t_\alpha, t_{\dot{\alpha}}$ napiszą się więc w postaci:

$$d_{\alpha\dot{\beta}} t^{\dot{\beta}} = M t_\alpha, \quad d^{\dot{\alpha}\beta} t_\beta = N t^{\dot{\alpha}}. \quad (3,6)$$

W równaniach tych, zgodnie z regułą (3,2) na podnoszenie wskaźników,

$$d^{\dot{\alpha}\beta} = \sigma'^{\mu\dot{\alpha}\beta} \partial_\mu, \quad (3,7)$$

gdzie

$$\sigma'_i = -\sigma_i, \quad \sigma'_0 = \sigma_0 \quad (i = 1, 2, 3). \quad (3,8)$$

Wprowadzając oznaczenia symboliczne

$$\varphi = \begin{pmatrix} t_1 \\ t_2 \end{pmatrix}, \quad \chi = \begin{pmatrix} t^{\dot{1}} \\ t^{\dot{2}} \end{pmatrix} \quad (3,9)$$

można równania (3,6) napisać macierzowo

$$(\sigma_i \partial_i + \sigma_0 \partial_0) \chi = M \sigma_0 \varphi \quad (3,10)$$

$$(\sigma_i \partial_i - \sigma_0 \partial_0) \varphi = -N \sigma_0 \chi .$$

Wprowadzając macierze czterowymiarowe

$$\varphi = \begin{pmatrix} \varphi \\ \chi \end{pmatrix} \quad (3,11)$$

można jeszcze układ (3,10) napisać w postaci jednego równania

$$\left[\gamma_\mu \partial_\mu + \begin{pmatrix} M \sigma_0 & 0 \\ 0 & -N \sigma_0 \end{pmatrix} \right] \psi = 0 \quad (3,12)$$

gdzie

$$\gamma_i = - \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ \sigma_i & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma_4 = \begin{pmatrix} 0 & -i \sigma_0 \\ i \sigma_0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3,13)$$

Transformacje R_1 i R_2 w pisowni spinorów φ i χ mają postać

$$R_1: \quad \varphi' = a \chi, \quad \chi' = -a^{-1} \varphi \quad (3,14)$$

$$R_2: \quad \varphi' = a \chi, \quad \chi' = a^{-1} \varphi .$$

a w pisowni czterowymiarowej spinorów ψ

$$R_1: \quad \psi' = \begin{pmatrix} 0 & a \\ -a^{-1} & 0 \end{pmatrix} \psi \equiv R_1 \psi \quad (3,15)$$

$$R_2: \quad \psi' = \begin{pmatrix} 0a & \\ a^{-1} & 0 \end{pmatrix} \psi \equiv R_2 \psi$$

W tym stadium rachunków można przystąpić do określenia stałej a i stosunku stałych M i N . Równanie (3,12) jest niezmiennicze wobec transformacji (2,17—18), a więc wobec obrotów czterowymiarowej przestrzeni χ_μ . Zažadajmy teraz niezmienniczości (3,12) również względem inwersji.

Przeprowadzimy rachunki tylko dla spinorów typu a . Dla inwersji przestrzeni mamy wg tablicy (2,14)

$$I_r: \quad \psi' = R_1 \psi \quad (3,16)$$

Równanie (3,12) po dokonaniu inwersji będzie więc miało postać

$$\left[\gamma_\mu \delta'_\mu + \begin{pmatrix} M \sigma_0 & 0 \\ 0 & -N \sigma_0 \end{pmatrix} \right] R_1 \psi = 0 \quad , \quad (3,17)$$

gdzie

$$\delta'_i = -\partial_i \quad , \quad \delta'_0 = \partial_0 \quad (i = 1, 2, 3) \quad . \quad (3,18)$$

Łatwo widać z definicji R_1 (3.15), że zachodzą następujące związki

$$\begin{aligned} R_1^2 &= -1, & R_1^{-1} &= -R_1, \\ R_1^{-1} \gamma_i R_1 &= \begin{pmatrix} 0 & a^2 \sigma_i \\ a^{-2} \sigma_i & 0 \end{pmatrix}, & (3.19) \\ R_1^{-1} \gamma_4 R_1 &= \begin{pmatrix} 0 & -ia^2 \sigma_0 \\ ia^{-2} \sigma_0 & 0 \end{pmatrix}, \\ R_1^{-1} \begin{pmatrix} M\sigma_0 & 0 \\ 0 & -N\sigma_0 \end{pmatrix} R_1 &= \begin{pmatrix} -N\sigma_0 & 0 \\ 0 & M\sigma_0 \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Mamy więc ostatecznie

$$\begin{aligned} R_1^{-1} \left[\gamma_\mu \partial'_\mu + \begin{pmatrix} M\sigma_0 & 0 \\ 0 & -N\sigma_0 \end{pmatrix} \right] R_1 \psi = & (3.20) \\ = \left[- \begin{pmatrix} 0 & a^2 \sigma_i \\ a^{-2} \sigma_i & 0 \end{pmatrix} \partial_i + \begin{pmatrix} 0 & -ia^2 \sigma_0 \\ ia^{-2} \sigma_0 & 0 \end{pmatrix} \partial_4 + \begin{pmatrix} -N\sigma_0 & 0 \\ 0 & M\sigma_0 \end{pmatrix} \right] \psi = 0. \end{aligned}$$

Niezmienniczość można więc osiągnąć przy dwóch kombinacjach:

$$\begin{aligned} A' : M = -N = m, & \quad a^2 = 1, \quad a = \pm 1 \equiv \varepsilon, \\ A'' : M = N = im, & \quad a^2 = -1, \quad a = \pm i \equiv \varepsilon i. \end{aligned} \quad (3.21)$$

Analogicznie można pokazać, że niezmienniczość wobec inwersji czasu I_t (wyrażających się dla spinora typu a macierzą R_2) można osiągnąć w dwóch przypadkach:

$$\begin{aligned} A' : M = -N = m, & \quad a^2 = 1, \quad a = \pm 1 \equiv \varepsilon, \\ A'' : M = N = im, & \quad a^2 = -1, \quad a = \pm i \equiv \varepsilon i. \end{aligned} \quad (3.22)$$

Dla spinorów typu a mamy więc ogólnie następujące możliwości:

W przypadku A' równanie ma postać

$$(\gamma_\mu \partial_\mu + m) \psi = 0 \quad (3.23)$$

a inwersje wyrażają się następująco

$$I_{\vec{r}} : \psi' = i\varepsilon \gamma_4 \psi; \quad I_t : \psi' = i\varepsilon \gamma_5 \gamma_4 \psi. \quad (3.24)$$

W przypadku A'' równanie będzie

$$(\gamma_\mu \partial_\mu + im \gamma_5) \psi = 0. \quad (3.25)$$

a inwersje napiszą się

$$I_{\vec{r}} : \psi' = \varepsilon \gamma_5 \gamma_4 \psi; \quad I_t : \psi' = \varepsilon \gamma_4 \psi, \quad (3.26)$$

gdzie $\gamma_5 = \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4$.

We wzorach (3,21) i (3,22) m jest jeszcze dowolną liczbą zespoloną. Tak jednak dobrano mnożnik i , że przy rzeczywistym m można ją traktować jako masę cząstki. Oznacza to, że wynikająca z (3,23) lub (3,25) relacja pomiędzy pędem cząstki p_μ a stałą m ma postać

$$p_\mu^2 = -m^2. \quad (3.27)$$

Równania (3,23) i (3,25) są równoważne. Żeby to zobaczyć, wystarczy zwrócić uwagę na fakt, że mnożąc równanie (3,25) przez $i\gamma_5$ otrzymamy (z uwagi na $\gamma_5^2 = 1$) równanie typu (3,23) napisane przy pomocy macierzy $\Gamma_\mu = i\gamma_5\gamma_\mu$. Macierze Γ_μ i γ_μ posiadają jednak te same cechy algebraiczne, to znaczy spełniają te same relacje przemienności

$$\gamma_\mu\gamma_\nu + \gamma_\nu\gamma_\mu = \Gamma_\mu\Gamma_\nu + \Gamma_\nu\Gamma_\mu = 2\delta_{\mu\nu} \quad (3,28)$$

i są hermitowskie. Inwersje (3,26) wyrażone przy pomocy Γ_μ mają taki sam kształt, jak inwersje (3,24) wyrażone przy pomocy γ_μ . Będziemy więc w dalszych rozważaniach ograniczać się do jednego tylko wyboru stałych a , M i N np. do tego, który odpowiada równaniu (3,23). Wybór ten jest podyktowany względami konwencjonalnymi. Po prostu w literaturze najczęściej spotyka się równanie Dirac'a w formie (3,23).

Przeprowadzając dalej analogiczne rozumowanie dla spinorów typu b , c i d i ograniczając się wszędzie do wypadku odpowiadającego równaniu (3,23) uzyskamy wyniki przedstawione w następującej tabeli:

Typ spinora	I_r	I_t
a	$\psi' = \varepsilon i\gamma_4\psi$ $(\bar{\psi}' = -\varepsilon i\bar{\psi}\gamma_4)$	$\psi' = \varepsilon i\gamma_5\gamma_4\psi$ $(\bar{\psi}' = -\varepsilon i\bar{\psi}\gamma_5\gamma_4)$
b	$\psi' = \varepsilon\gamma_4\psi$ $(\bar{\psi}' = \varepsilon\bar{\psi}\gamma_4)$	$\psi' = \varepsilon\gamma_5\gamma_4\psi$ $(\bar{\psi}' = \varepsilon\bar{\psi}\gamma_5\gamma_4)$
c	$\psi' = \varepsilon i\gamma_4\psi$ $(\bar{\psi}' = -\varepsilon i\bar{\psi}\gamma_4)$	$\psi' = \varepsilon\gamma_5\gamma_4\psi$ $(\bar{\psi}' = \varepsilon\bar{\psi}\gamma_5\gamma_4)$
d	$\psi' = \varepsilon\gamma_4\psi$ $(\bar{\psi}' = \varepsilon\bar{\psi}\gamma_4)$	$\psi' = \varepsilon i\gamma_5\gamma_4\psi$ $(\bar{\psi}' = -\varepsilon i\bar{\psi}\gamma_5\gamma_4)$

(3,29)

W tabelce tej podano od razu w nawiasach odpowiedni sposób transformowania się spinora $\bar{\psi} = \psi^+\gamma_4$, gdzie „+” oznacza sprzężenie hermitowskie.

Mamy więc właściwie cztery klasy transformacyjne a , b , c , d , z których każda rozpada się jeszcze na 4 typy zgodnie z czterema możliwymi kombinacjami znaków ε przy I_r i I_t . Te cztery typy w ramach jednej klasy odpowiadają klasyfikacji tensorowej A , B , C , D , gdyż posiadają te same własności grupowe (których nie posiadają klasy a , b , c i d).

Widzimy więc ostatecznie, że żądanie niezmienniczości równań Dirac'a ogranicza nam ilość możliwych typów inwersji z kontinuum (patrz wzory (2,15—16), w których α jest dowolnym parametrem zespolonym) do szesnastu.

Wyspecjalizujemy jeszcze nasze wyniki dla teorii dwukomponentowej. W grę wchodzi teraz tylko spinory typu c. Relacja (2,20) przyjmie w pisowni spinorów φ i χ postać:

$$\chi = i\kappa\sigma_2\varphi^*, \quad \varphi = -i\kappa\sigma_2\chi^*, \quad (3,30)$$

przy czym drugie równanie (3,30) wynika z pierwszego jeśli zwrócimy uwagę na fakt, że wybór stałej α prowadzi do równania $|\alpha|^2 = 1$, co łącznie z (2,23) daje

$$|\kappa|^2 = 1. \quad (3,31)$$

W pisowni spinorów ψ warunek (3,30) napisze się:

$$\psi = -i\kappa\gamma_1\gamma_3\bar{\psi}. \quad (3,32)$$

Inwersje czasu i przestrzeni przyjmą postać

$$\begin{aligned} I_{\vec{r}}: \quad \varphi' &= \varepsilon\chi, \quad \chi' = -\varepsilon\varphi, \\ I_t: \quad \varphi' &= -i\varepsilon\chi, \quad \chi' = -i\varepsilon\varphi, \end{aligned} \quad (3,33)$$

co po podstawieniu związków (3,30) napisze się w przestrzeni φ :

$$\begin{aligned} I_{\vec{r}}: \quad \varphi' &= i\varepsilon\kappa\sigma_2\varphi^*, \\ I_t: \quad \varphi' &= \varepsilon\kappa\sigma_2\varphi^*. \end{aligned} \quad (3,34)$$

Cztery równania (3,10) przejdą teraz w dwa równania na dwie składowe funkcji φ

$$(\sigma_i\partial_i - \sigma_0\partial_0)\varphi = im\kappa\sigma_2\varphi^*. \quad (3,35)$$

Równania te, jak łatwo sprawdzić, są niezmiennicze zarówno wobec $I_{\vec{r}}$ jak i I_t .

W referacie tym podaliśmy wszystkie możliwe z punktu widzenia grupy Lorentza typy transformacyjne spinorów (3,29) i tensorów (2,2). Zachodzi pytanie czy istnieją jakieś kryteria, któreby pozwoliły przyporządkować w sposób jednoznaczny pola występujące w przyrodzie typom transformacyjnym (2,2) i (3,29). Zagadnienie to zostało postawione w pracach Y a n g a i T i o m n o (1950) i W a t a n a b e (1955). O ile mi wiadomo, jak dotąd nie udało się uzyskać jednoznacznych rezultatów. Wydaje się jednak, że typ transformacyjny jest wielkością mierzalną i że przez odpowiedni dobór eksperymentów można będzie określić typy transformacyjne cząstek elementarnych (wiadomo np. że pole mezonu π zachowuje się przy $I_{\vec{r}}$ jak pseudoskalar).

4. Sprężenie ładunkowe

Zanim przejdziemy do dalszych zagadnień związanych z inwersjami czasu i przestrzeni zajmiemy się krótko sprawą sprężenia ładunkowego. Sprężenie ładunkowe dla jakiegoś pola definiuje się zwykle wychodząc z równań danego pola w oddziaływaniu z polem elektromagnetycznym A_μ . Dla pola o spinie 1/2, którym się tutaj zajmujemy, równania takie mają postać

$$[\gamma_\mu(\partial_\mu - ieA_\mu) + m]\psi = 0, \quad (4,1)$$

$$[\gamma_\mu^T(\partial_\mu + ieA_\mu) - m]\bar{\psi} = 0,$$

gdzie „ T ” oznacza macierz transponowaną: $\gamma_{\mu\alpha\beta}^T = \chi_{\mu\beta\alpha}$ (przy czym znaczki spinorowe α, β przebiegają teraz oczywiście od 1 do 4). Sprężenie ładunkowe jest to taka transformacja funkcji ψ i $\bar{\psi}$, która w równaniach (4,1) powoduje zmianę znaku ładunku e . Łatwo pokazać że transformacja taka ma postać

$$\psi^C = C\bar{\psi}, \quad \bar{\psi}^C = C^{-1}\psi, \quad (4,2)$$

gdzie C jest macierzą czwartego rzędu spełniającą warunki

$$C^{-1}\gamma_\mu C = -\gamma_\mu^T; \quad C^+C = 1; \quad C^T = -C. \quad (4,3)$$

W naszej reprezentacji, to znaczy dla γ_μ danych wzorami (3,13) macierz C ma postać

$$C = c\gamma_1\gamma_3 \quad (|c|^2 = 1), \quad (4,4)$$

gdzie c jest dowolną liczbą zespoloną o module 1. Porównując (4,4), (4,2) i (3,32) widzimy, że przejście do teorii dwukomponentowej można scharakteryzować warunkiem

$$\psi = C\bar{\psi}, \quad \text{albo} \quad \psi^C = \psi. \quad (4,5)$$

Łatwo pokazać, że tylko wzory transformacyjne spinorów typu c są niezmiennicze wobec transformacji sprężenia ładunkowego. Istotnie równania

$$\begin{aligned} \psi' &= \varepsilon i\gamma_4\psi, & \text{oraz} & & \psi' &= \varepsilon\gamma_5\gamma_4\psi, \\ \bar{\psi}' &= -\varepsilon i\bar{\psi}\gamma_4, & & & \bar{\psi}' &= \varepsilon\bar{\psi}\gamma_5\gamma_4 \end{aligned} \quad (4,6)$$

przechodzą przez sprężenie ładunkowe w równania

$$\begin{aligned} \psi^{C'} &= \varepsilon i\gamma_4\psi^C, & \text{oraz} & & \psi^{C'} &= \varepsilon\gamma_5\gamma_4\psi^C, \\ \bar{\psi}^{C'} &= -\varepsilon i\bar{\psi}^C\gamma_4, & & & \bar{\psi}^{C'} &= \varepsilon\bar{\psi}^C\gamma_5\gamma_4. \end{aligned} \quad (4,7)$$

Natomiast równania

$$\begin{aligned} \psi' &= \varepsilon\gamma_4\psi, & \text{oraz} & & \psi' &= \varepsilon i\gamma_5\gamma_4\psi, \\ \bar{\psi}' &= \varepsilon\bar{\psi}\gamma_4, & & & \bar{\psi}' &= -\varepsilon i\bar{\psi}\gamma_5\gamma_4 \end{aligned} \quad (4,8)$$

przechodzą przez transformację sprzężenia ładunkowego w równania

$$\begin{aligned} \psi^{C'} &= -\varepsilon\gamma_4\psi^C, & \text{oraz} & & \psi^{C'} &= -\varepsilon i\gamma_5\gamma_4\psi^C, \\ \bar{\psi}^{C'} &= -\varepsilon\bar{\psi}^C\gamma_4 & & & \bar{\psi}^{C'} &= \varepsilon i\bar{\psi}^C\gamma_5\gamma_4. \end{aligned} \quad (4,9)$$

A więc dla spinorów typu *a* (patrz tablica (3,29)) tylko inwersje przestrzeni są niezmiennicze wobec sprzężenia ładunkowego, a dla spinorów typu *b* tylko inwersje czasu. Dla spinorów typu *d* zarówno $I_{\vec{r}}$ jak i I_t zmienia się przy sprzężeniu ładunkowym. Jest to zgodne z wynikami poprzednimi, według których dwukomponentową teorię inwersji przestrzeni i czasu można uzyskać tylko dla spinorów typu *c*. Istotnie warunek $\psi^C = \psi$ jest niespójny tylko wtedy, jeśli inwersje $I_{\vec{r}}$ i I_t mają tę samą postać dla ψ^C jak dla ψ .

5. Formy biliniowe i twierdzenie Schwingera — Lüdersa — Pauliego

Dla spinorów pierwszego rzędu omawianych w tej pracy najważniejszą rolę odgrywają formy biliniowe. Same pola nie są bowiem — w odróżnieniu od pól o spinie całkowitym — wielkościami mierzalnymi. Takich form biliniowych można utworzyć 16, to znaczy tyle, ile jest jednostek w hiperzespolonej algebrze macierzy γ_μ . Są to następujące formy:

$$\bar{\psi}\psi, \quad \bar{\psi}\gamma_5\psi, \quad (5,1)$$

$$\bar{\psi}\gamma_\mu\psi, \quad \bar{\psi}\gamma_5\gamma_\mu\psi, \quad (5,2)$$

$$\bar{\psi}\sigma_{\mu\nu}\psi \sim \bar{\psi}\gamma_5\sigma_{\mu\nu}\psi, \quad (5,3)$$

gdzie

$$\sigma_{\mu\nu} = \frac{1}{2}(\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu). \quad (5,4)$$

Łatwo pokazać, że formy (5,1) transformują się względem obrotów (2.17—18) jak skalary, formy (5,2) jak wektory, a forma (5,3) jak antysymetryczny tensor drugiego rzędu. Znaczek „ \sim ” we wzorze (5,3) mówi nam, że forma zawierająca γ_5 nie jest niezależna od formy nie zawierającej γ_5 z uwagi na relacje pomiędzy macierzami γ_μ . Mamy np.

$$\gamma_5\sigma_{34} = \sigma_{12} \quad \text{it.d.} \quad (5,5)$$

Własności transformacyjne form (5.1—3) względem inwersji $I_{\vec{r}}$ i I_t oraz względem sprzężenia ładunkowego *C* łatwo otrzymać podstawiając w (5.1—3) wzory z tabelki (3,29) i wzory (4.2—3). Jeśli oba spinory występujące w formie są tego samego typu transformacyjnego to wynik jest niezależny od typu. Wykonując proste rachunki otrzymamy następującą tabelkę:

	I_r^{\rightarrow}	I_t	„'”	I_t'	$I_r^{\rightarrow} \cdot I_t'$	C	$I_t' \cdot C$
$\bar{\psi} \psi$	+	-	-	+	+	+	+
$i\bar{\psi}\gamma_5 \psi$	-	+	-	-	+	+	-
$i\bar{\psi}\gamma_i \psi$	-	-	-	+	-	-	-
$\bar{\psi}\gamma_4 \psi$	+	+	-	-	-	-	+
$i\bar{\psi}\gamma_5\gamma_i \psi$	+	+	-	-	-	+	-
$\bar{\psi}\gamma_5\gamma_4 \psi$	-	-	-	+	-	+	+
$i\bar{\psi}\sigma_{ik} \psi$	+	-	-	+	+	-	-
$\bar{\psi}\sigma_{i4} \psi$	-	+	-	-	+	-	+
$\bar{\psi}\gamma_5\sigma_{ik} \psi$	-	+	-	-	+	-	+
$i\bar{\psi}\gamma_5\sigma_{i4} \psi$	+	-	-	+	+	-	-

(5,6)

W tabelce tej niektóre z form zostały zaopatrzone czynnikiem i w ten sposób, aby wszystkie formy były hermitowskie. Znak $+$ lub $-$ oznacza, że przy rozważanej transformacji forma pozostaje niezmienniona lub zmienia znak.

Widzimy po pierwsze, że względem I_r^{\rightarrow} wszystkie formy nie zawierające explicite γ_5 zachowują się jak tensory, a wszystkie formy zawierające γ_5 jak pseudotensory. Względem I_t , na odwrót, wszystkie formy nie zawierające γ_5 transformują się jak pseudotensory, a wszystkie formy zawierające γ_5 jak tensory. Przypominając sobie teraz tabelkę (2,2) widzimy, że formy bez γ_5 są tensorami typu C, a formy zawierające γ_5 są tensorami typu D.

Ten fakt stanowi na gruncie klasycznym trudność nie do pokonania przy próbach pisania relacji niezmienniczych pomiędzy spinorami, a tensorami. Pokażemy to na przykładzie. W przypadku oddziaływania pola elektromagnetycznego A_μ z polem elektronowo-positronowym ψ postulujemy relację

$$\square A_\mu = -ie\psi\gamma_\mu\psi \quad (5,7)$$

pomiędzy prądem a potencjałem. Niezmienniczość tej relacji wymaga aby A_μ było wektorem typu C. Relacja (5,7) wynika z Lagrangeanu, w którym występują człony $\frac{\partial A_\mu}{\partial x_\nu} \cdot \frac{\partial A_\mu}{\partial x_\nu}$ jak również człon $\bar{\psi}\psi$. Z uwagi na tabliczkę mnożenia (2,5) pierwsze są skalarami typu A, ostatni według (5.6) jest skalarom typu C, ich suma nie jest więc niezmiennikiem wobec I_t .

Nie można utworzyć klasycznej teorii oddziaływania pól spinorowych (o spinie połówkowym) i tensorowych, która byłaby niezmiennicza wobec inwersji czasu.

Inaczej sprawa przedstawia się na gruncie teorii kwantowej. Tutaj, jak wiemy, pola spinorowe (o spinie połówkowym) kwantują się przy pomocy statystyki Fermiego-Diraca, a pola tensorowe przy pomocy statystyki Bosego-Einsteina. Fakt ten pozwala na wybrnięcie z trudnej sytuacji. Pisząc mianowicie wszystkie formy spinorowe biliniowe w postaci antysymetrycznej

$$\frac{1}{2}(\bar{\psi} O \psi - \psi O^x \bar{\psi}), \quad (5,8)$$

gdzie O jest dowolnym operatorem, zauważymy, że operacja transpozycji

$$\begin{aligned} \bar{\psi} O \psi &\rightarrow \psi O^x \bar{\psi}, \\ \psi O^x \bar{\psi} &\rightarrow \bar{\psi} O \psi \end{aligned} \quad (5,9)$$

zmienia znak w (5.8):

$$\frac{1}{2}(\bar{\psi} O \psi - \psi O^x \bar{\psi}) \rightarrow -\frac{1}{2}(\bar{\psi} O \psi - \psi O^x \bar{\psi}). \quad (5,10)$$

Taką operację oznaczyliśmy symbolicznie przez „ \prime ” (patrz tablica (5,6)).

Możemy teraz zdefiniować nową, kwantową inwersję czasu polegającą na kolejnym wykonaniu (w dowolnym porządku) transformacji I_t i operacji transpozycji. Taką inwersję czasu nazywać będziemy I_t' . Inwersja I_t' daje oczywiście akurat przeciwny znak dla form (5,6) niż inwersja I_t .

Klasycznie biorąc I_t' niczym nie różni się od I_t , gdyż

$$\bar{\psi} O \psi = \psi O^x \bar{\psi}, \quad (5,11)$$

a formy antysymetryczne (5,8) znikają. I_t' odgrywa więc rolę dopiero w teorii kwantowej, w której dzięki warunkom antykomutacji operatorów, formy antysymetryczne typu (5,8) są na ogół różne od zera. Warto również zaznaczyć, że dla pól bozonowych $I_t' = I_t$ zarówno w teorii kwantowej jak i klasycznej. Mamy tu bowiem, dzięki statystyce Bosego-Einsteina, do czynienia z formami symetrycznymi w polach bozonowych.

Widzimy teraz (tablica (5,6)), że względem inwersji $I_t \rightarrow I_t'$ formy nie zawierające γ_5 transformują się jak tensory typu A , a formy zawierające γ_5 jak pseudotensory (tensory typu B). Nie ma więc przeszkód w utworzeniu teorii oddziaływania pól bozonowych i fermionowych, któraby była niezmiennicza wobec inwersji czasowych I_t' . Warunkiem jest antysymetryzacja wszystkich wyrażeń fermionowych i symetryzacja wszystkich wyrażeń bozonowych.

Ta konieczność redefinicji pojęcia inwersji czasowej w teorii kwantów wskazuje na głęboki i niezupełnie jeszcze wyjaśniony związek pomiędzy transformacjami pełnej grupy Lorentza a procesem kwantowania.

Z dotychczasowych wyników możemy wyciągnąć prosty wniosek, że zarówno skalar $\bar{\psi}\psi$ jak i pseudoskalar $\bar{\psi}\gamma_5\psi$ są niezmiennicze wobec łącznej transformacji $I_{\vec{r}} \cdot I_t' \equiv I_{\vec{r}t}'$ (patrz tablica (5,6)). Widać dalej łatwo, że każde wyrażenie utworzone z tensorów (5.1—3), które jest niezmiennicze wobec obrotów w czterowymiarowej przestrzeni (transformacje (2.17—18)), jest również niezmiennicze wobec transformacji $I_{\vec{r}t}'$ (przy założeniu antysymetryzacji). Jest to (dla spinorów pierwszego rzędu) treść t.zw. twierdzenia Schwingera - Lüdersa - Pauliego, które będziemy krótko nazywać twierdzeniem „SLP”. W oryginalnym sformułowaniu Pauliego (1955) transformacja $I_{\vec{r}t}'$ nazywa się „Strong Reflection, (SR)”. Zauważymy, że powyższe sformułowanie twierdzenia jest czysto geometryczne (występują w nim tylko transformacje geometryczne $I_{\vec{r}}$ i I_t albo takie, które w klasycznym przypadku przechodzą w geometryczne, jak inwersja kwantowa czasu I_t').

Inne sformułowanie tego twierdzenia można uzyskać przy pomocy transformacji sprzężenia ładunkowego C . Efekt tej transformacji dla form (5.1—3) łatwo obliczyć na podstawie wzorów (4.2—3). Jest on podany w tablicy (5,6) w kolumnie C i jest prawdziwy, tak jak wynik transpozycji, tylko dla form antysymetrycznych (z wyjątkiem kolumn I_t i $I_{\vec{r}}$ wszystkie inne kolumny zawierają wyniki prawdziwe tylko dla form antysymetrycznych).

Dwukrotne wykonanie transformacji C oczywiście nic nie zmienia, co możemy symbolicznie zapisać $C^2 = 1$. Ponieważ $I_{\vec{r}t}'$ również nic nie zmienia w formach niezmienniczych wobec obrotów Lorentzowskich i antysymetrycznych w funkcjach spinorowych (symbolicznie $I_{\vec{r}t}' = 1$), więc możemy napisać (również symbolicznie)

$$I_{\vec{r}t}' \cdot C^2 = I_{\vec{r}} \cdot C \cdot I_t' C = 1 \quad (5,12)$$

Oznaczając przez T iloczyn transformacji I_t' i C (patrz tablica (5,6))

$$I_t' C \equiv T, \quad (5,13)$$

możemy więc napisać ostatecznie

$$I_{\vec{r}} \cdot C \cdot T = 1. \quad (5,14)$$

Transformacja T jest to tak zwana inwersja czasu Wignera (1932) wprowadzona dla uzyskania takich własności transformacyjnych operatorów kwantowych, któreby pokrywały się z własnościami transformacyjnymi korespondujących z nimi operatorów klasycznych. Równania (5.12—14) są bardzo pomocne przy dyskusji własności transformacyjnych różnego typu teorii.

6. Oddziaływanie w przypadku rozpadu β

Dyskusję oddziaływań ograniczymy do teorii rozpadu β , ponieważ na tym właśnie przykładzie zostało po raz pierwszy udowodnione naruszenie niezmienniczości wobec inwersji I_T .

Najogólniejsze oddziaływanie pomiędzy czterema spinorami $\psi_p, \psi_n, \psi_e, \psi_\nu$ opisującymi proton, neutron, elektron i neutrino można napisać przy pomocy form biliniowych (5,1 — 3) w postaci

$$H = \sum_{i=1}^5 (\bar{\psi}_p O_i \psi_n) (\bar{\psi}_e O_i [C_i + C'_i \gamma_5] \psi_\nu) + h.c. \quad (6,1)$$

Sumowanie przebiega tu po wszystkich typach operatorów O_i (porównaj (5,1 — 3)):

$$\begin{aligned} O_S &= 1 & (\text{skalar}) & & O_P &= \gamma_5 & (\text{pseudoskalar}) \\ O_V &= \gamma_\mu & (\text{wektor}) & & O_A &= \gamma_\mu \gamma_5 & (\text{pseudowektor}) \\ O_T &= \sigma_{\lambda\mu} & (\text{tensor}). & & & & \end{aligned} \quad (6,2)$$

Stałe C_i i C'_i są to stałe sprzężenia. Widać od razu z tablicy (5,6), że człony zawierające stałe C_i transformują się przy I_T jak skalary, a człony zawierające C'_i jak pseudoskalary. Dotyczy to oczywiście przypadku gdy wszystkie pola występujące w (6,1) należą do tego samego typu transformacyjnego. W przypadku, gdy pola te należą do różnych typów transformacyjnych, wszystkie stałe sprzężenia C_i i C'_i mnożą się jeszcze przy inwersji przez wspólny czynnik fazowy. Taki wspólny czynnik fazowy jest bez znaczenia dla eksperymentu, który chcemy opisać.

W dotychczasowych eksperymentach w dziedzinie rozpadu β ograniczono się do rozważania wyrazów skalarnych (zawierających C_i), wychodząc z założenia, że hamiltonian powinien być skalar. Ponieważ jednak mierzono tylko takie wielkości, z których można utworzyć skalary (jak np. dwa pędy \vec{p}_1 i \vec{p}_2 , z których można utworzyć tylko skalar $(\vec{p}_1 \vec{p}_2)$), doświadczenia te nie mówiły nam właściwie nic o tym, czy człony zawierające C'_i w hamiltonianie naprawdę istnieją, czy nie.

Żeby to lepiej zrozumieć zauważymy, że przekrój czynny dla danej reakcji jest proporcjonalny do kwadratu wartości bezwzględnej amplitudy przejścia ze stanu początkowego do końcowego. Wystąpią w nim więc przy ogólnym założeniu (6,1) człony proporcjonalne do

$$C_i C_k^* + C_i^* C_k \quad \text{i} \quad C'_i C_k^* + C_i^* C_k', \quad (6,3)$$

zawierające albo stałe sprzężenia skalarnego C_i , albo pseudoskalarnego C'_i , oraz człony interferencyjne proporcjonalne do

$$C_i C_k^* \quad (6,4)$$

zawierające iloczyny stałych skalarnych i pseudoskalarnych. Człony¹ zawierające (6,3) jako iloczyny dwóch skalarnych lub dwóch pseudoskalarnych wielkości transformować się będą jak skalary. Człony interferencyjne natomiast zawierające (6,4) transformować się będą jak pseudoskalary, ponieważ są iloczynami wielkości skalarnych i wielkości pseudoskalarnych. Jeśli np. w rozpadzie β jądra Co^{60} mierzyć będziemy spin jądra $\sigma_{\mu\nu}$ (wielkość tensorowa) i pęd elektronu p_μ (wielkość wektorowa), to otrzymamy przyczynkę pseudoskalarną do rozkładu kąтового (człon zawierający $\cos \Theta$ we wzorze (1,3)), przy czym współczynnik asymetrii a będzie proporcjonalny do wielkości zawierającej iloczyny mieszane stałych C_T, C_A i C'_T, C'_A

$$\beta \sim \text{Re} \left[C_T C_T'^* - C_A C_A'^* + i \frac{Ze^2}{\hbar c p} (C_A C_T'^* + C_A' C_T^*) \right] \cdot \frac{v}{c}. \quad (6,5)$$

gdzie v i p są odpowiednio prędkością i pędem elektronu. Wynik (1,3) i (6,5) uzyskuje się z hamiltonianu (6,1) przez zastosowanie konwencjonalnych metod rachunku zaburzeń (w pierwszym przybliżeniu). Człon zawierający $\frac{Ze^2}{\hbar c p}$ pochodzi od uwzględnienia Coulombowskiego oddziaływania elektronu z jądrem.

Widzimy więc, że do wytłumaczenia asymetrii w rozkładzie kątowym potrzebne jest uwzględnienie zarówno członu skalarnego jak i pseudoskalarnego w Hamiltonianie oddziaływania.

7. Dwukomponentowe teorie neutрино

W związku z próbami teoretycznego opisanego asymetrii w rozpadzie β nabrały aktualności tzw. teorie dwukomponentowe w odniesieniu do neutрино. Teoriom tym chciałbym na zakończenie poświęcić jeszcze parę słów.

W pierwszym sformułowaniu Lee i Yanga (1957), Landaua (1957) i Salama (1957) teoria dwukomponentowa wychodzi z faktu, że w równaniach Diraca (3,10) człony, które mieszają składowe φ i χ są proporcjonalne do masy. Przyjmując więc, że masa neutрино jest dokładnie równa zero, otrzymujemy dwa niezależne od siebie równania

$$\begin{aligned} (\sigma_i \partial_i + \sigma_0 \partial_0) \chi &= 0, \\ (\sigma_i \partial_i - \sigma_0 \partial_0) \varphi &= 0, \end{aligned} \quad (7,1)$$

które można rozwiązywać niezależnie. Kładąc np. $\chi = 0$, otrzymujemy jedno równanie na φ , które w przestrzeni pędów $\varphi(x) \sim e^{i p_\mu x_\mu}$ przyjmuje postać

$$(\sigma_i p_i) \varphi = -p_0 \varphi. \quad (7,2)$$

Biorąc \vec{p} wzdłuż osi z mamy

$$\sigma_3 \varphi = \pm \varphi \quad (p_0 = \pm |\vec{p}|). \quad (7,3)$$

Rozwiązania własne są tu z uwagi na (2,11)

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{i} \quad \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (7,4)$$

a wartości własne σ_3 są ± 1 . Spin neutrino jest więc równoległy do kierunku pędu i skierowany zgodnie lub przeciwnie. Neutrino jest więc całkowicie spolaryzowane.

Teorię (7,1—4) można sformułować przy pomocy pisowni czterokomponentowej (3,11) rozwijając ψ na sumę przy pomocy operatorów rzutowych $\frac{1}{2}(1 + \gamma_5)$, $\frac{1}{2}(1 - \gamma_5)$

$$\psi = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi + \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi \quad (7,5)$$

i nakładając na ψ dodatkowy warunek

$$(1 - \gamma_5)\psi = 0, \quad (7,6)$$

Ponieważ w naszej reprezentacji

$$\gamma_5 = \begin{pmatrix} \sigma_0 & 0 \\ 0 & \sigma_0 \end{pmatrix} \quad (7,7)$$

więc

$$\psi = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi \\ \chi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varphi \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (7,8)$$

a warunek poboczny (7,6) napisze się

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi \\ \chi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \chi \end{pmatrix} = 0, \quad \chi = 0, \quad (7,9)$$

tak jak trzeba.

Teoria tego typu daje od razu pewne związki pomiędzy stałymi C_i i C'_i w sprzężeniu (6,1). Istotnie, ponieważ z (7,6) wynika $\gamma_5 \psi_\nu = \psi_\nu$ możemy oddziaływanie (6,1) napisać przy pomocy pięciu tylko stałych

$$g_i = C_i + C'_i. \quad (7,10)$$

Odwrotnie z oddziaływania (6,1) otrzymamy teorię dwukomponentową kładąc $C_i = C'_i$. Istotnie, z uwagi na równość

$$\psi = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi \quad (7,11)$$

wynikającą z (7,5) i (7,6) otrzymamy wtedy natychmiast oddziaływanie o pięciu tylko stałych

$$g_i = 2 C_i. \quad (7,12)$$

Odpowiednie rezultaty dla wzorów polaryzacyjnych otrzymamy z (6,5) kładąc tam $C'_T = C_T, C'_A = C_A$.

Drugą taką równoważną teorię można otrzymać kładąc $\varphi = 0, \chi \neq 0$. Wtedy

$$\psi = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi, (1 + \gamma_5)\psi = 0 \quad (7,13)$$

i na stałe sprzężenia otrzymamy warunek $C'_i = -C_i$.

Drugą charakterystyczną cechą teorii jest brak niezmienniczości już dla równań opisujących pole swobodnego neutrino. Istotnie, badając inwersję przestrzeni widzieliśmy (porównaj np. wzory (3,14) lub (3,33)), że inwersja ta transformuje φ w χ i na odwrót. Taka transformacja jest oczywiście sprzeczna z warunkiem $\chi = 0$. Tak samo sprzężenie ładunkowe jest sprzeczne z tym warunkiem (por. (3,30) (3,32) i (4,4)) — ponieważ przeprowadza φ w χ^* i odwrotnie.

Widzimy więc, że ten typ teorii narusza parzystość ładunkową i przestrzenną już dla cząstek swobodnych. Neutrino dwukomponentowe jest tu nieparzyste.

Zachodzi natomiast niezmienniczość wobec transformacji łącznej $C I_{\vec{T}}$ ponieważ transformacja ta przeprowadza tylko φ w φ^* i χ w χ^* , co jest niesprzeczne z warunkiem $\chi = 0$. Równanie (7,2) lub drugie równanie (7,1) przechodzi wtedy samo w siebie. Zachowanie się funkcji przy transformacji $C I_{\vec{T}}$ nazywamy kombinowaną parzystością. Neutrino swobodne jest więc niezmiennicze wobec transformacji kombinowanej parzystości. L a n d a u (1957) postuluje ogólnie, że w słabych oddziaływaniach zachowuje się iloczyn $C I_{\vec{T}}$. Z twierdzenia „SLP” (5,14) wynika wtedy od razu, że oddziaływania te są niezmiennicze wobec Wignerowskiej inwersji czasu T . Oczywiście słuszne to jest, tak jak samo twierdzenie „SLP” dla oddziaływań, z dokładnością do czynnika fazowego, o którym była mowa na str. 35.

Widzimy, że postulat L a n d a u a $I_{\vec{T}}C = 1$ i wynikający stąd na mocy twierdzenia „SLP” wniosek $T = 1$ pociągają za sobą, z uwagi na $C \neq 1$, również $I'_t \neq 1$. A więc teoria, która nie jest niezmiennicza wobec $I_{\vec{T}}$ i C ale jest niezmiennicza wobec $I \rightarrow C$, automatycznie nie jest niezmiennicza wobec inwersji kwantowej czasu I'_t . Natomiast kombinowana inwersja czasowa (jak możnaby nazwać inwersję wignerowską) $T = I'_t C$ pozostawia teorię niezmiennioną. Ogólnie można powiedzieć, że z uwagi na pierwotną postać twierdzenia „SLP”

$$I_{\vec{T}} \cdot I' = 1, \quad (7,14)$$

brak niezmienniczości wobec $I_{\vec{T}}$ ($I_{\vec{T}} \neq 1$) pociąga za sobą również brak niezmienniczości wobec I'_t ($I'_t \neq 1$) niezależnie od tego, czy zachodzi niezmienniczość wobec C , czy też nie.

Należy podkreślić, że wniosek $T = 1$ wynikający z hipotezy *L a n d a u a* nie jest jeszcze eksperymentalnie potwierdzony. Dotychczasowe wyniki doświadczeń nie pozwalają stwierdzić czy słabe oddziaływania są niezmiennicze wobec transformacji T . Problem ten jest obecnie szczegółowo badany i od jego rozwiązania zależy czy hipoteza *L a n d a u a* utrzyma się.

Jak już mówiliśmy, powyższe sformułowanie teorii dwukomponentowej posiada dwie cechy charakterystyczne: 1) masa neutrino jest ściśle równa zero, 2) naruszenie parzystości przestrzennej i ładunkowej jest wewnętrzną cechą cząstki swobodnej.

Można podać inną teorię dwukomponentową, która nie posiada cech wyżej wymienionych. Jest to teoria typu *M a j o r a n y* (1937). Została ona zaproponowana dla opisu asymetrii kątowej w β -rozpadzie niezależnie przez *K. M. C a s e'a* (1957) i autora tego referatu (1957) w celu uniknięcia założenia równej zero masy i wewnętrznej nieparzystości neutrino.

Jak widać z rozważań paragrafu 2, jedynym związkiem pomiędzy składowymi kropkowanymi i niekropkowanymi spinora pierwszego rzędu, dopuszczalnym z punktu widzenia własności transformacyjnych (2,17—18) tych składowych, jest związek (2,20). W pisowni spinów φ i χ związek ten ma postać (3,30)

$$\chi = i\kappa\sigma_2\varphi^* \quad \varphi = -i\kappa\sigma_2\chi^* \quad (7,15)$$

Wyrażając w równaniach (3,10) np. χ przez φ otrzymamy równanie (3,35)

$$(\sigma_i\partial_i - \sigma_0\partial_0)\varphi = im\kappa\sigma_2\varphi^* \quad (7,16)$$

przedstawiające w postaci macierzowej układ dwu równań na dwie składowe spinora φ . Mówiliśmy już w paragrafie 3, że równanie to jest niezmiennicze wobec inwersji I_r i I_t . Z uwagi na postać (4,5) warunku (7,15) ($\psi^c = \psi$) albo $\varphi^c = \varphi$, $\chi^c = \chi$) widać, że równanie (7,16) jest również niezmiennicze wobec operacji sprzężenia ładunkowego. Dla masy $m = 0$ równanie (7,16) przechodzi (abstrahując od własności transformacyjnych funkcji φ) w równanie tego samego typu co równanie zaproponowane przez *L e e* i *Y a n g a* (drugie równanie (7,1)). Jednakże w sformułowaniu (7,16) warunek ten nie jest konieczny. Mamy więc możliwość pewnej depolaryzacji neutrino związanej z ewentualną nie znikającą masą. Efekty doświadczalne wynikające z tej depolaryzacji są oczywiście bardzo słabe z uwagi na bardzo małą masę neutrino.

Sformułowanie *L e e* i *Y a n g a* charakteryzuje się warunkiem (7,6), sformułowanie *M a j o r a n y* warunkiem (4,5). Z uwagi na tę różnicę, w sformułowaniu *M a j o r a n y* nie wynikają bezpośrednio związki $C_i = \pm C_i'$ pomiędzy stałymi sprzężenia. Związki te można tu otrzymać, jak pokazał *P a u l i* (1957), zakładając dodatkowo prawo zachowania ładunku lepto-

nowego. Jest to jednak dodatkowy warunek niepotrzebny w teorii typu Lee i Yanga.

Warto zanotować inne jeszcze cechy charakterystyczne teorii typu Majorany. Widzimy po pierwsze, że z uwagi na warunek $\psi^c = \psi$ mamy $\varphi^c = \varphi$. Z równań

$$\sigma_\mu(\partial_\mu - ieA_\mu)\varphi = i\kappa m\sigma_2\varphi^*, \quad (7,17)$$

opisujących oddziaływanie dwukomponentowej cząstki z polem elektromagnetycznym A_μ , wynikają więc te same równania

$$\sigma_\mu(\partial_\mu - ieA_\mu)\varphi^c = i\kappa m\sigma_2\varphi^{c*} \quad (7,18)$$

na funkcje ładunkowo sprzężone. Z drugiej strony operacja sprzężenia ładunkowego powinna zmieniać znak przy e . Tak więc cząstka dwukomponentowa typu Majorany musi być neutralna ($e = 0$).

Dalej widzimy, że powyższa teoria dopuszcza tylko dwie określone transformacje cechowania. Istotnie, dokonując takiej transformacji ($\varphi \rightarrow e^{i\alpha}\varphi$) w równaniu (7.16) otrzymamy równanie

$$\sigma_\mu\partial_\mu\varphi = i\kappa m\sigma_2e^{-2i\alpha}\varphi^*. \quad (7,19)$$

Niezmienniczość zachodzi więc tylko dla

$$\alpha = 0 \quad \text{lub} \quad \alpha = \pi. \quad (7,20)$$

Oczywiście gdy $m = 0$ otrzymujemy z powrotem niezmienniczość wobec dowolnej transformacji $\varphi \rightarrow e^{i\alpha}\varphi$.

Dodamy jeszcze, że sformułowanie hamiltonowskie dla teorii dwukomponentowych otrzymuje się eliminując przy pomocy warunku Lee i Yanga ($1 - \gamma_5$) $\psi = 0$ lub warunku Majorany $\psi^c = \psi$ połowy składowych w konwencjonalnym hamiltonianie dla spinorów czterokomponentowych.

Na zakończenie chciałbym podkreślić, że to wszystko, co w moim referacie odnosi się do matematycznej analizy pojęcia inwersji, jest jako matematyka nienaruszalne. Nienaruszalny jest również eksperymentalnie stwierdzony fakt asymetrycznego rozkładu kąтового. Natomiast żadna z prób objaśnienia tego faktu przy pomocy jakiegoś specjalnego typu teorii nie może być uważana jako ostateczna. Mam tu na myśli np. specjalny typ oddziaływania (6,1), hipotezę Landaua $Cl_r = 1$ i oba typy dwukomponentowej teorii neutrino. Mam nadzieję, że w niedalekiej przyszłości doświadczenia rozstrzygną na korzyść któregoś z powyższych sformułowań, albo (co wcale nie jest mało prawdopodobne) na korzyść jakiegoś nowego, nieznanego nam jeszcze objaśnienia.

Literatura

1. T. D. Lee; C. N. Yang, *Phys. Rev.* **104**, 254 (1956).
2. C. S. Wu, (i współpracownicy), *Phys. Rev.* **105**, 1413 (1957).
3. L. M. Lederman, (i współpracownicy), *Phys. Rev.* **105**, 1415 (1957).
4. Watanabe, Satosi, *Rev. Mod. Phys.* **27**, 26, 40 (1955).
5. W. Pauli, „*Niels Bohr and the Development of Physics*”, London 1955, pp, 30—51.
6. C. N. Yang, J. Tiomno, *Phys. Rev.* **79**, 495 (1950).
7. T. D. Lee, C. N. Yang, *Phys. Rev.* **105**, 1671 (1957).
8. L. D. Landau, *Nucl. Phys.* **3**, 127 (1957).
9. A. Salam, *Nuovo Cimento* **5**, 229 (1957).
10. E. P. Wigner, *Gött. Nachr. Math. Naturw. Kl.* 1932, p. 546.
11. E. Majorana, *Nuovo Cimento* **14**, 171 (1937).
12. K. M. Case, *Phys. Rev.* **107**, 307 (1957).
13. J. Rzewuski, *Acta Phys. Pol.*, **16**, 435 (1957).
14. W. Pauli, *Nuovo Cimento* **6**, 204 (1957).

W. Rubinowicz

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytetu Warszawskiego

Wkład Tomasza Younga w teorię uginania światła

„Należał on (Tomasz Young) do najbardziej dociekliwych ludzi, którzy kiedykolwiek żyli, miał jednak nieszczęście, że swoją dociekliwością przerastał swoich współczesnych. Oni podziwiali go, lecz nie potrafili śledzić śmiałego lotu jego rozważań i dlatego wiele jego bardzo ważnych pomysłów pozostało w zapomnieniu w wielkich foliach Królewskiego Towarzystwa w Londynie, aż do czasu, gdy następnne pokolenie w powolnym postępie odkryło powtórnie jego odkrycia, przekonując się o prawdziwości i sile dowodowej jego wniosków.”

(Helmholtz)

Helmholtz, (1903, str. 312) pisząc te słowa w r. 1868, nie przypuszczał chyba, że po upływie całego niemal stulecia nie wszystkie zasługi Tomasza Younga doczekają się powszechnego uznania. Spośród wielkich odkryć Younga, które nie zostały odpowiednio uznane przez potomnych, najdłużej chyba na należyte uznanie czekać musiała teoria ugięcia światła. Wydaje się jednak, że słuszność jej i dziś nie jest powszechnie uznawana. Byłem bowiem bardzo zaskoczony, gdy w niedawno wydanej biografii Younga (Wood 1954) zawierającej pełne szacunku omówienie twórczości tego wybitnego uczonego i badacza, przeczytałem, że jego teoria ugięcia światła jest nie do utrzymania i że została zupełnie wyprzedzona przez poglądy Fresnela (Wood, 1954, str. 166 i 195). Stanowisko to dzielają nieomal wszystkie podręczniki fizyki doświadczalnej. Tylko niektóre podręczniki optyki teoretycznej (Försterling 1928, Laue 1928, Sommerfeld 1950) sprawiedliwie oceniają zasługi Younga w dziedzinie teorii ugięcia światła.

Ponieważ swego czasu, oraz obecnie przy okazji opracowywania monografii o fali ugięcia (Rubinowicz 1957) zajmowałem się teorią fali ugięcia, pozwolę sobie tu zwięźle naszkicować początek odkryć Younga oraz ich znaczenie dla dzisiejszej teorii ugięcia.

Największą zasługą Younga w dziedzinie teorii ugięcia było to, że jako pierwszy podał on na podstawie teorii falowej światła tłumaczenie zjawisk ugięcia. Young (1855, str. 80) oparł się na znanym już Newtonowi zjawisku, że oświetlone ostrze noża świeci, staje się więc źródłem ruchu falowego. Young przyjął zatem, że zjawiska ugięcia powstają

wskutek interferencji dwóch fal, z których pierwszą określamy jako falę wprost padającą. Występuje ona we wszystkich punktach przestrzeni, do których dociera światło według zasad optyki geometrycznej i dana jest tam przez taki sam ruch falowy, jak w przypadku niezakłóconego rozprzestrzeniania się światła. Ten ruch falowy doznaje więc na granicy cienia skoku, jest zatem nieciągły. Drugi ruch falowy — fala ugięcia — jest dany przez falę wychodzącą z krawędzi uginającego ekranu. Tomasz Young (1801, por. Young 1855) przyjął, że fala ugięcia zachowuje swoją ciągłość wszędzie, a więc i na granicy cienia.

Ten podział ruchu falowego na dwie części znajdujemy już w newtonowskiej teorii ugięcia światła, opartej na teorii korpuskularnej. Według Newtona (1704), w świetle bezpośrednio padającym korpuskuły poruszają się po torach prostoliniowych gdy znajdują się w dużej odległości od uginającej krawędzi, a więc nie doznają od niej żadnego odchylenia. Fala ugięcia natomiast składa się z korpuskułów, które przelatując w bezpośredniej bliskości uginającej krawędzi zostały odchyłone z pierwotnego toru.

O tym, że teoria Younga narzuca się sama przez się, świadczy fakt, że — niezależnie od Younga — Fresnel w r. 1816 (por. Fresnel 1866) wyszedł początkowo z tych samych założeń. Jednak już w tym samym roku 1816 w uzupełnieniu do swej pierwszej pracy o dyfrakcji doszedł Fresnel do przekonania, że jego pierwotna teoria jest w obliczu faktów doświadczalnych nie do utrzymania. Fresnel zastąpił ją więc przez kombinację zasady interferencji z zasadą Huygensa.

Na podstawie obu tych założeń można przyjąć, że ruch falowy powstaje wskutek interferencji fal wtórnych, wychodzących z wszystkich punktów powierzchni falowej mieszczącej się w uginającym otworze. Wynika stąd, że powstały w ten sposób ruch falowy jest ciągły wszędzie, a więc i na granicy cienia. Jak wiadomo, sam Young doszedł w końcu do przekonania, że poglądy Fresnela bliższe są prawdy i doniósł o tym Fresnelowi w liście z dnia 16 października 1819 r. (por. Young 1855, str. 393).

Porównując poglądy Younga i Fresnela stwierdzamy, że obaj badacze zgodnie zakładają, że zarówno falą pierwotną jak i falami wtórnymi rządzą prawa elementarne. Gdy założymy natomiast, że rozchodzenie się światła określone jest nie przez prawa elementarne, lecz przez cząstkowe równanie różniczkowe, to możemy uważać za uzasadniony jedynie pogląd Fresnela. W dziedzinie cząstkowych równań różniczkowych każda nieciągłość jest bowiem wywołana przez przyczynę fizyczną, jak np. przez źródła pojedyncze lub podwójne w przypadku skalarnego równania falowego. Dla nieciągłości fali padającej wprost, występującej u Younga na granicy cienia, nie można jednak podać żadnej fizycznej przyczyny.

Nic więc dziwnego, że Kirchhoff (1882), tworząc w r. 1882 teorię ugięcia opartą na skalarnym równaniu falowym, musiał pójść drogą rozbudowy poglądów Fresnela. Zasadę Kirchhoffa-Huygensa można uważać za dostosowanie poglądów Fresnela do wymagań teorii równania falowego. To przypieczętowało na wiele lat los poglądów Younga.

Jednak już u samego Kirchhoffa (1891, str. 133) znajdujemy uwagę odnośnie ugięcia na ekranie o postaci paska, że „położenie maksimów i minimów przy wewnętrznych prążkach (t. zn. w cieniu paska) jest takie same, jak przy interferencji promieni, wychodzących z punktów na krawędziach ekranu. Na tym polega pierwsza, oczywiście niedoskonała, próba wytłumaczenia omawianego zjawiska dokonana przez Tomasza Younga”.

Pierwszy zwrot w ocenie poglądów Younga przyniosła rozprawa doktorska Eugeniusza Maey'a (Królewiec 1893). Wychodząc z teorii Kirchhoffa, ustalił on — w szczególnym przypadku ugięcia na ekranie o prostej krawędzi — istnienie fali ugięcia wychodzącej z punktów tej krawędzi. Dowiódł on teoretycznie i potwierdził doświadczalnie fakt, że promień światła padający na prostą krawędź ekranu jest odbijany nie jako pojedynczy promień, lecz jako pęk promieni w postaci stożka, który będziemy nazywać stożkiem odbicia. Takie same stożki występują np. przy odbiciu światła od prostego pręta cylindrycznego.

Wkrótce potem, studiujący wspólnie z Maey'em w Królewcu A. Sommerfeld (1896) podał ściśle rozwiązanie problemu ugięcia fal elektromagnetycznych na idealnie przewodzącej półpłaszczyźnie, tworząc tym samym podstawy ścisłej teorii ugięcia. Rozwiązanie Sommerfelda daje się — zgodnie z poglądami Tomasza Younga — podzielić na falę wprost padającą, rozchodzącą się zgodnie z zasadami optyki geometrycznej i na falę ugięcia, wychodzącą z krawędzi uginającej. Ponieważ Sommerfeld formułuje problem ugięcia jako zagadnienie na warunki brzegowe dla równań Maxwella, nie mogą oczywiście w jego rozwiązaniu występować nieciągłości na granicy cienia; musiałyby być bowiem interpretowane jako elektryczne i magnetyczne ładunki i prądy. Sommerfeldowska fala ugięcia musi więc kompensować na granicy cienia skok fali padającej, musi więc tu być — w przeciwieństwie do założeń Younga — nieciągła.

Ostateczną odpowiedź na pytanie o słuszność poglądów Younga otrzymano jednak dopiero wówczas, gdy udało się w sposób zupełnie ścisły rozdzielić ruch falowy określony przez teorię Kirchhoffa na dwie części: na falę wprost padającą i na falę ugiętą (Maggi 1888, Rubinowicz 1917). Gdy przyjmuje się rozwiązanie zagadnienia dyfrakcji podane przez Kirchhoffa jako sprecyzowanie poglądów Fresnela, to należy uznać wspomniane przekształcenie jako sprecyzowanie poglą-

dów Younga (por. Laue 1950). Poglądy Younga i Fresnela są więc całkowicie równoważne. Żadnemu z nich nie możemy przyznać pierwszeństwa. Jest więc zrozumiałe, że zarówno całka dyfrakcyjna Kirchhoffa, jak i powyżej omawiane jej przekształcenie dają wszędzie, z wyjątkiem źródła światła, ciągły ruch falowy. Fala ugięcia musi więc także i tu kompensować nieciągłość fali padającej na granicy cienia.

W tradycyjnej kirchhoffowskiej teorii ugięcia ograniczano się do obliczania całki powierzchniowej, występującej w tej teorii, tylko dla poszczególnych problemów ugięcia, jak np. dla ugięcia na szczelinie, pasku, okrągłym otworze i okrągłym ekranie. Fala ugięcia dana jest natomiast przez całkę liniową po krawędzi ugięcia. Ponieważ całkę taką można obliczyć o wiele łatwiej niż całkę powierzchniową Kirchhoffa, stało się możliwe (Rubinowicz 1924) podać własności fali ugięcia, a tym samym również i wygląd zjawisk ugięcia dla bardzo szerokiej klasy ekranów uginających. Dzięki temu można sobie wyobrazić, że światło, padające od źródła światła na określony odcinek uginającej krawędzi, odbijane jest w postaci stożków odbicia. W danym punkcie obserwacyjnym powstaje więc zjawisko ugięcia wskutek interferencji występującej tu ewentualnie fali padającej z falami ugięcia, pochodzącymi z tych punktów uginającej krawędzi, które odbijają falę padającą w kierunku danego punktu obserwacyjnego. Te punkty krawędzi uginającej nazywać będziemy „punktami czynnymi”. Są one położone tak, że sumy odległości źródła światła od punktu czynnego i punktu czynnego od punktu obserwacyjnego są wartościami ekstremalnymi. Obowiązuje tu więc zasada Fermata, analogicznie jak w optyce geometrycznej w przypadku odbicia od powierzchni. Należy jednak zauważyć, że, tak samo jak przy powstawaniu fali odbitej od powierzchni, do powstawania stożka odbicia przyczynia się nie tylko punkt czynny, ale i — w pewnych granicach — jego otoczenie. Otoczenie to będziemy poniżej nazywać „otoczeniem czynnym”. Ponieważ fala ugięcia musi na granicy cienia kompensować występujący tam skok fali wprost padającej, jest więc oczywiste, że jej amplituda musi osiągnąć tu rząd wielkości fali wprost padającej. Nieciągłość fali wprost padającej może być skompensowana tylko wtedy, gdy przy zbliżaniu się od strony stożka świetlnego do granicy cienia fazy fali wprost padającej i ugiętej są różne σ , π natomiast przy zbliżaniu się od strony cienia jednakowe. Fala ugięcia doznaje więc na granicy cienia skoku fazy o wartości π .

Zgodnie z faktem, że zjawiska ugięcia występują najwyraźniej w pobliżu granicy cienia, amplituda fali ugięcia maleje szybko z odległością od granicy cienia. Różnica faz π obu części fali ugięcia po obu stronach granicy cienia pozostaje jednak przy tym niezmienną.

Gdy część uginającej krawędzi objęta otoczeniem czynnym punktu czynnego jest w dostatecznym przybliżeniu prosta, rozmieszczenie natę-

żenia w stożku odbicia dane jest przez znaną całkę F r e s n e l a. To wyjaśnia, dlaczego tak często spotykamy tę całkę w teorii ugięcia.

Doświadczenia potwierdzają wszystkie powyżej wymienione cechy fali ugięcia. Istnienie ruchu falowego wychodzącego z uginającej krawędzi potwierdza fakt, że wspomniane już świecenie krawędzi widoczne jest zarówno wtedy, gdy znajdujemy się w przestrzeni cienia, jak i wtedy, gdy jesteśmy wewnątrz stożka świetlnego. W tym ostatnim przypadku należy jednak chronić oko przed bezpośrednio padającym światłem.

K a ł a s z n i k o w (1912) podał obiektywny dowód istnienia fali ugięcia. Obserwował on na kliszy fotograficznej cienie odpowiednio ustawionych drutów, utworzone przez falę ugięcia. Kierunki cieni wskazywały, że światło, któremu zawdzięczają one swoje powstawanie, wychodzi z krawędzi uginającej.

Istnienie obszarów czynnych na uginającej krawędzi zostało potwierdzone przez fakt doświadczalny, że przy danym punkcie obserwacyjnym świecą tylko te obszary wokół punktów na krawędzi uginającej, dla których powyżej podana suma odległości ma wartość ekstremalną. Np. w przypadku kolistego ekranu i źródła światła znajdującego się na prostej prostopadłej do ekranu i wychodzącej z jego środka, zauważa się świecenie dwóch punktów znajdujących się na końcach jednej ze średnic ekranu, odpowiadających maksymalnym i minimalnym wartościom sumy odległości.

Można wykazać istnienie skoku fazowego π pomiędzy obydwoma częściami fali ugięcia w stożku świetlnym i w przestrzeni cienia, wytwarzając obraz uginającej krawędzi za pomocą całkowitej fali ugięcia z wyłączeniem światła wprost padającego. Ponieważ obydwie części fali ugięcia znoszą się nawzajem wskutek interferencji, krawędź ugięcia staje się widoczna w postaci ciemnej linii (S. B a n e r j i 1919, K. N o a c k 1922). Odpowiednim układem doświadczalnym do takiego doświadczenia jest tzw. metoda smug T ö p l e r a. Pozwala ona na oddzielenie światła wprost padającego i obserwację zjawisk fizycznych wyłącznie w świetle fali ugięcia.

Przytoczone powyżej fakty, trudne do wyjaśnienia ze stanowiska F r e s n e l a, są bezpośrednimi wnioskami z poglądów Y o u n g a. Potwierdzają one jednoznacznie słuszność hipotezy Y o u n g a.

Końcowy etap dziejów włączenia poglądów Y o u n g a do teorii zjawisk ugięcia dopiero się rozpoczął. Ma on dać odpowiedź na pytanie, w jakim stopniu można uzasadnić youngowską teorię z punktu widzenia ścisłej teorii ugięcia. Całkowita zgodność rozwiązania sommerfeldowskiego zagadnienia ugięcia z poglądami Y o u n g a jest chyba wyjątkiem. W ogólności można się spodziewać jedynie przybliżonego potwierdzenia poglądów Y o u n g a. Istnieje nadzieja, że oczekiwania te spełnią się przynajmniej w przypadku ugięcia fal elektromagnetycznych na idealnych lub

prawie idealnych przewodnikach. Równania całkowe, które można podać w tym przypadku dla prądów powierzchniowych, są rozwiązywalne w przybliżeniu. Ruch falowy, odpowiadający temu rozmieszczeniu prądów, można w przybliżeniu przedstawić przez całkę Fresnela (Fock 1946, 1948), co należy uważać za bezsporny dowód występowania fali ugięcia.

Istnienie fali ugięcia można więc uznać za dowiedzione zarówno teoretycznie jak i doświadczalnie. Własności fali ugięcia nie są jednak zupełnie zgodne z przewidywaniami Tomasza Younga. Jego wielkie osiągnięcie — dowód, że za pomocą fali ugięcia i zasady interferencji zrozumieć można, przynajmniej w ogólnych zarysach, powstawanie zjawisk dyfrakcyjnych — nie poniosło jednak wskutek tego uszczerbku. Każda wielka myśl w fizyce podlega procesowi rozwoju. To, że można było teorię Younga rozbudować bez zatracenia jej pierwotnego charakteru, świadczy o jej mocy. A więc również i w teorii ugięcia ziarno, które zasiał Young, dało obfity plon.

Literatura

1. S. Banerji, (1919), *Phil. Mag.* (6), **37**, 112.
2. V. A. Fock, (1946), *J. of Physics* **10**, 399.
— (1948), *Phil. Mag.* (7) **39**, 149.
3. Karl Försterling, (1928), *Lehrbuch der Optik*, Leipzig, Hirzel.
4. Augustin Fresnel, (1866), *Oeuvres complètes*, Paris, Impr. Impér.
5. Hermann v. Helmholtz, (1903), *Vorträge und Reden*, fünfte Aufl., Braunschweig, Vieweg.
6. A. Kałasznikow, (1912), *Žurn. Rusk. Fiz. Chem. Obszcz.*, Fiz. Otdel **44**, 137.
7. G. Kirchhoff, (1882), *Sitz.-Ber. kgl. preuß. Akad. Wiss.*, 22 Juni 1882, str. 641.
— (1891), *Vorlesungen über mathematische Optik*, Leipzig, Teubner.
8. M. v. Laue, (1928), *Interferenz und Beugung elektromagnetischer Wellen*, *Handbuch Experimental-Physik* Bd. **18**, 211, Leipzig, Akad. Verlagsges.
— (1950), *Geschichte der Physik*, dritte Aufl., Bonn, Athenäum Verlag.
9. E. Maey, (1893), *Wied. Ann. der Phys.* **49**, 69.
10. G. A. Maggi, (1888), *Ann. di Matematica* IIa, **16**, 21.
11. I. Newton, (1704), *Opticks or a Treatise of the Reflections, Refractions and Colours of Light*, Printed for Sam. Smith.
12. K. Noack, (1922), *Physik. Z.* **23**, 228.
13. A. Rubinowicz, (1917), *Ann. Phys.* (4) **53**, 257.
— (1924), *Ann. d. Phys.* (4) **73**, 339.
— (1957), *De Beugungswelle in der Kirchhoffschen Theorie der Beugung*, Warszawa, PWN.
14. A. Sommerfeld, (1896), *Math. Ann.* **47**, 317.
— (1950), *Vorlesungen über theoretische Physik*, Bd. IV *Optik*, Wiesbaden, Dieterich.
15. A. Wood, (1954), *Thomas Young, Natural Philosopher, 1773—1829*, Cambridge, Univ. Press.
16. Th. Young, (1855), *Miscellaneous Works of the late Thomas Young*, Vol. I, edited by George Peacock, London, John Murray.

Bronisław Buras

Instytut Fizyki UW
Instytut Badań Jądrowych PAN**Pobudzenie rotonów w helu II przez „zimne“ neutrony****Wstęp**

Według teorii helu II rozwiniętej przez Landaua [1] i Feynmana [2] w ciekłym helu poniżej punktu λ (tj. poniżej temperatury 2,19°K) istnieją ruchy periodyczne cieczy reprezentowane przez fonony i rotony¹⁾.

Fonomom i rotonom przypisuje się wektory falowe \vec{q} związane, jak zwykle, z odpowiadającymi im długościami fali λ równością $q = 2\pi/\lambda$. Fonomom i rotonom przypisuje się także częstości kołowe ω oraz energie $E = \hbar \omega$. Według wspomnianych teorii Landaua i Feynmana zależność energii E od wartości skalarnej wektora falowego \vec{q} może być zobrazowana przez krzywą przedstawioną na rysunku 1. Na osi rzędnych odłożono wartości energii podzielone przez stałą Boltzmanna κ ; w ten sposób miarą wartości energii jest liczba stopni w skali Kelvina. Dla małych wartości wektora falowego \vec{q} (tzn. małych pędów $\hbar\vec{q}$) i małych energii E zależność między energią i wektorem falowym jest prostoliniowa:

$$E = \hbar qc, \quad (1)$$

gdzie c jest prędkością dźwięku w helu II równą około 240 m/sek. Ta część prostoliniowa krzywej dyspersji odpowiada fononom. Dla większych wartości q energia zależy od wektora falowego w sposób paraboliczny, przedstawiony przybliżoną formułą:

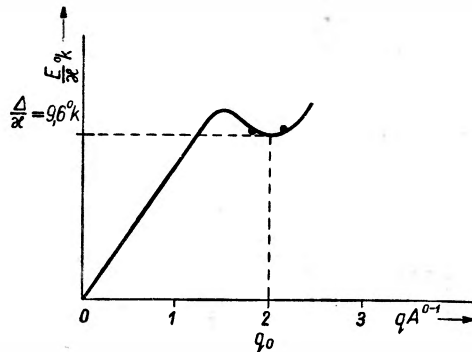
$$E = \Delta + \frac{\hbar^2(q - q_0)^2}{2\mu}, \quad (2)$$

gdzie q_0 i Δ są odpowiednio wartościami wektora falowego i energii dla minimum krzywej, a μ jest stałą wyznaczającą krzywiznę krzywej. Ta część krzywej dyspersji odpowiada rotonom. Wielkość μ może być interpretowana jako masa quasicząsteczki — rotonu.

¹⁾ Patrz np. artykuł T. Skalińskiego: „Własności helu w najniższych temperaturach” (Postępy Fizyki, 5, 267 (1954)).

Dobrą zgodność teorii z danymi otrzymanymi z pomiarów ciepła właściwego i drugiego dźwięku w helu II uzyskał Landau [1] (1947), przyjmując następujące wartości dla Δ , q_0 i μ :

$$\frac{\Delta}{\kappa} = 9,6^\circ\text{K}; \quad q_0 = 1,95\text{\AA}^{-1}; \quad \mu = 0,77 m_{\text{He}};$$



Rys. 1. Krzywa dyspersji dla fononów i rotonów w helu II (rysunek orientacyjny)

gdzie m_{He} jest masą atomu helu. De Klerk, Hudson i Pellam [3] uzyskali dobrą zgodność z pomiarami, przyjmując

$$\frac{\Delta}{\kappa} = 9.6^\circ\text{K}; \quad q_0 = 2.30\text{\AA}^{-1}; \quad \mu = 0.40 m_{\text{He}}.$$

Jak wynika z krzywej przedstawionej na rysunku 1 dla wytworzenia rotonów niezbędne jest pewne minimum energii.

Niesprężyste rozpraszanie „zimnych“ neutronów w helu II

W ostatnich latach, zwłaszcza dzięki pracom teoretycznym Placzka i Van Hove'a [5], wykazana została możliwość bezpośredniego doświadczalnego wyznaczania zależności energii od pędu dla fononów w ciałach stałych. Bada się mianowicie rozkład energii spójnie lecz niesprężysto rozproszonych przez ciało stałe neutronów; jeśli padająca wiązka neutronów jest monokinetyczna i jeśli proces rozproszenia niesprężystego jest związany z absorpcją lub wytworzeniem pojedynczego fononu, to prawa zachowania energii i pędu powodują, że w określonym kierunku rozproszony neutron może mieć tylko określoną energię. Zmieniając kąt obserwacji rozproszonych neutronów można, mierząc za każdym razem długość fali padających i rozproszonych neutronów, wyznaczyć zależność energii fononu od jego pędu, czyli prawo dyspersji.

Cohen i Feynman [6] rozpatrzyli ostatnio możliwość zastosowania idei Placzka i Van Hove'a do badania widma rotonów w helu

II. Zwrócili mianowicie uwagę na możliwość wytworzenia rotonów w helu II przez niesprężyste rozpraszanie „zimnych” (tj. bardzo powolnych) neutronów. Jeśli przez \vec{k}_0 , \vec{k}_f i \vec{q} oznaczymy odpowiednio wektory falowe padającego neutronu, niesprężysto rozproszonego neutronu i wytworzonego rotonu w helu II, to prawo zachowania pędu wymaga, aby było spełnione równanie (rys. 2)

$$\vec{k}_0 = \vec{k}_f + \vec{q}. \quad (3)$$

Jednocześnie z prawa zachowania energii otrzymujemy:

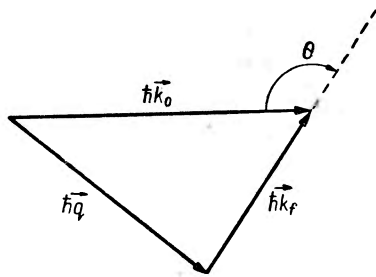
$$\frac{\hbar^2 k_0^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k_f^2}{2m} + E(\vec{q}), \quad (4)$$

gdzie m jest masą neutronu, a $E(\vec{q})$ energią powstałego rotonu o wektorze falowym \vec{q} .

Wielkość \vec{k}_0 i \vec{k}_f można wyznaczyć mierząc długość fali λ_0 neutronu padającego i rozproszonego λ_f ($k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$, $k_f = \frac{2\pi}{\lambda_f}$) oraz kąt Θ (rys. 2).

Znając te wielkości można z równań (3) i (4) obliczyć $E(\vec{q})$ i \vec{q} . Otrzymuje się wtedy jeden punkt krzywej Landaua (rys. 1). Zmieniając długość fali λ_0 , bądź kąt Θ , bądź też jedno i drugie można w zasadzie wyznaczyć dowolną liczbę punktów krzywej Landaua, a tym samym bezpośrednio doświadczalnie wyznaczyć krzywą dyspersji.

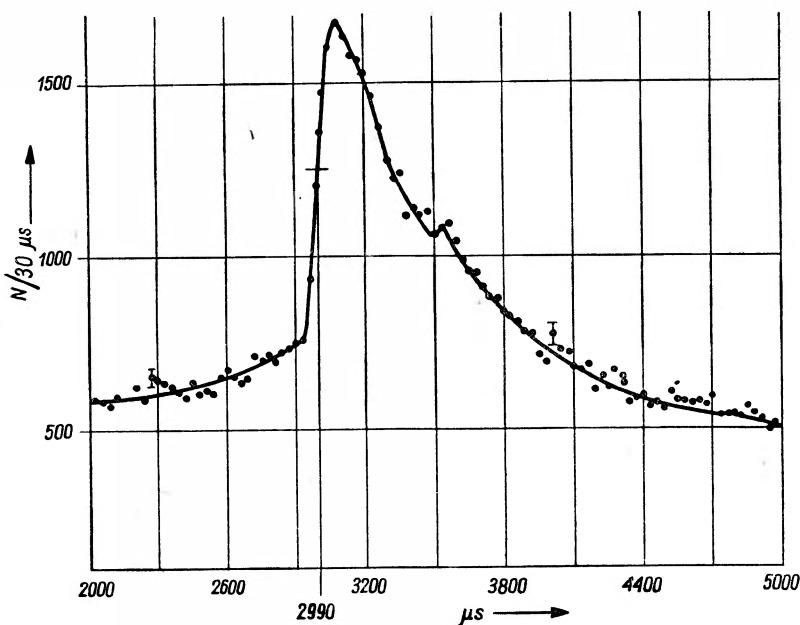
Aby przy niesprężystym rozproszeniu neutronów w helu II mógł być wytworzony roton—energia padającego neutronu, jak to wynika z równania (4) i rysunku 1, powinna być większa od Δ . Jednocześnie jednak nie powinna ona być zbyt wielka, gdyż wtedy nieznaczny ubytek energii potrzebnej na wytworzenie rotonu będzie niemierzalny. Oznacza to, że do badań tego rodzaju nadają się neutrony o określonym zakresie długości fal, albo, używając innej nieco terminologii, o określonym zakresie temperatur. Z tego, co powiedziano wyżej, wynika, że użyć należy neutronów „zimnych” o temperaturze kilkadziesiąt stopni Kelvina, co odpowiada długości fali kilka Å.



Rys. 2. Prawo zachowania pędu dla neutronu padającego ($\hbar \vec{k}_0$), rozproszonego ($\hbar \vec{k}_f$) i rotonu ($\hbar \vec{q}$)

Realizacja doświadczenia

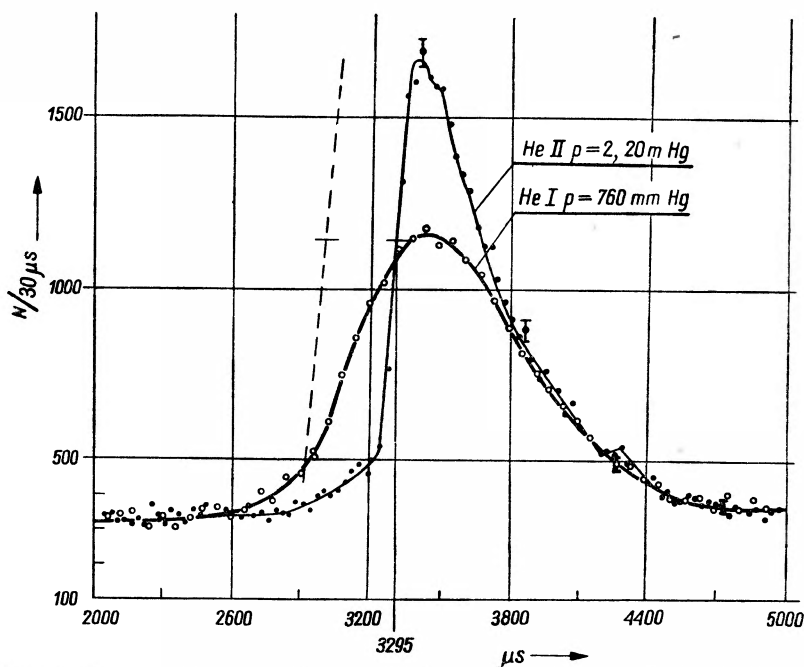
Udaną próbę doświadczalnego zbadania słuszności rozważań Cohena i Feynmana podjęli w ubiegłym roku (1957) Palevsky, Otnes, Larsson, Pauli i Stedman [7]. Wiązka neutronów z reaktora w Sztokholmie była filtrowana przez około 20 cm polikrystalicznego berylu, co pozwoliło otrzymać widmo neutronów scharakteryzowane przez ostry wzrost natężenia dla długości fali 3,96 Å i zmieniającego się w przybliżeniu jak $1/\lambda^5$ dla długości fal większych od 3,96 Å (rys. 3 — sposób otrzymania krzywej zobrazowanej na tym wykresie będzie omówiony później). Nagły wzrost natężenia przy $\lambda = 3,96$ Å jest związany z maksymalną długością fali, jaka może ulec Braggowskiemu odbiciu. Długość



Rys. 3. Widmo neutronów padających wyznaczone przez rozproszenie na wanadzie. Rzędne wskazują liczbę impulsów zarejestrowanych w „kanałach” o szerokości 30 μsek. Długość fali neutronu jest wprost proporcjonalna do czasu przelotu; 2990 sek odpowiada 3,96 Å.

fali jest równa podwójnej odległości największej z odległości międzypłaszczyznowych (tj. 010 w Be). Fale krótsze ulegają w substancji polikrystalicznej odbiciu i pochłonięciu w ściankach otaczających filtr, dłuższe natomiast nie mogą ulec odbiciu i dla nich filtr jest w zasadzie przezroczysty. Otrzymana w ten sposób wiązka neutronów zimnych była analizowana przez sprężyste jej rozpraszanie pod kątem 90° w cienkiej folii wanadowej. (Wanad, jak wiadomo, praktycznie rozprasza tylko niespójnie). Po-

miaru długości fali w ten sposób rozproszonych neutronów dokonywano metodą pomiaru czasu przelotu (*time of flight*) przy użyciu przerywacza wiązki powolnych neutronów (*slow chopper*) i stukanałowego analizatora czasu. Wspomniana poprzednio krzywa na rysunku 3 przedstawia właśnie wynik pomiaru. Na osi odciętych zamiast długości fali odkładano czas przelotu neutronu od przerywacza do detektora (liczniki z wzbogaconym borem BF_3); czas ten jest wprost proporcjonalny do długości fali. Na osi rzędnych odkładano liczbę neutronów zarejestrowanych przez detektor w „kanale” o szerokości $30 \mu\text{s}$. W każdym ze stu kanałów rejestrowane są neutrony o długości fal zawartych w wąskim przedziale określonym przez szerokość kanału. Tak więc krzywa na rysunku 3 przedstawia widmo zimnych neutronów użytych w doświadczeniu.



Rys. 4. Rzędne i odcięte jak na rysunku 3. Cienka linia ciągła reprezentuje neutrony rozproszone w helu II w temp. 1.4°K ; gruba linia ciągła dotyczy rozproszenia w temp. 4.2°K . Linia przerywana wskazuje położenie gwałtownego wzrostu natężenia zobrazonego poprzednio na rysunku 3.

Aby zbadać niesprężyste rozpraszanie neutronów w ciekłym helu, zamiast próbki wanadowej umieszczono w odpowiednim dewarze ciekły hel w walcowym naczyniu aluminiowym o średnicy równej w przybliżeniu długości i równej 10 cm . Wyznaczono, podobnie jak poprzednio, widmo rozproszonych pod kątem 90° neutronów dla dwóch temperatur helu: $1,2^\circ\text{K}$ i $4,2^\circ\text{K}$. Obå widma są przedstawione na rysunku 4.

Jak widać, widmo neutronów rozproszonych w helu II o temperaturze $1,4^{\circ}\text{K}$ (w tej temperaturze około 93% helu jest w stanie nadciekłym) ma ten sam kształt, co padających, lecz jest przesunięte w kierunku fal dłużych o około $3295 \mu\text{sek} - 2990 \mu\text{sek} = 305 \mu\text{sec}$. Zachowanie tego samego kształtu widma świadczy, że mamy tu do czynienia z procesem jednokwantowym. (Do sprawy tej wrócimy jeszcze we wnioskach.) Biorąc pod uwagę prawa zachowania energii i pędu (równania 3 i 4) można wyznaczyć q i E . Otrzymujemy:

$$q = (2,14 \pm 0,07)\text{\AA}^{-1},$$

$$\frac{E}{\varkappa} = (10,7 \pm 0,5)^{\circ}\text{K}.$$

Porównanie otrzymanych wartości z wartościami q i $\frac{E}{\varkappa}$ odpowiadającymi krzywej dyspersji przedstawionej na rysunku 1 wskazuje, że przy badanym niesprężystym rozproszeniu zimnych neutronów w helu II mamy do czynienia z pobudzeniem (kreacją) rotonu.

W przypadku rozpraszania neutronów w helu o temperaturze $4,2^{\circ}\text{K}$, jak to widać z odpowiedniej krzywej na rysunku 4, widmo straciło zupełnie swój pierwotny kształt (brak nagłego wzrostu), co wskazuje, że mamy tu do czynienia z procesami wielokwantowymi. Jakościowo widmo to odpowiada zwykłej cieczy.

Aby doświadczalnie wyznaczyć tę część krzywej dyspersji, zobrazowanej na rysunku 1, która odpowiada rotonom, należy w opisanym poprzednio doświadczeniu niesprężystego rozpraszania neutronów w helu II bądź zmieniać długość fali padających neutronów, bądź zmieniać kąt rozproszenia, bądź też czynić jedno i drugie. W referowanej pracy [7] autorzy dla wyznaczenia drugiego punktu krzywej dyspersji użyli zamiast filtru z polikrystalicznego berylu (Be) filtr z polikrystalicznego tlenku berylu (BeO). W tym przypadku omówiony poprzednio nagły wzrost natężenia przypada nie jak poprzednio dla długości fali $3,96 \text{\AA}$, lecz dla $4,4 \text{\AA}$. Użycie filtru z polikrystalicznego BeO zamiast z Be jest zatem równoważne zmianie długości fali neutronów padających. Również w tym przypadku autorzy zaobserwowali przesunięcie widma w kierunku fal dłużych z wiernym zachowaniem jego kształtu. Mierząc, jak poprzednio, przesunięcie wyznaczyli drugi punkt o współrzędnych:

$$q = (1,80 \pm 0,06)\text{\AA}^{-1},$$

$$\frac{E}{\varkappa} = (10,0 \pm 0,7)^{\circ}\text{K}.$$

Autorzy zapowiadają wyznaczenie dalszych punktów przez zmianę kąta między neutronami padającymi i rozproszonymi.

Wnioski

Jak widać z rysunku 1 (mającego charakter orientacyjny) doświadczalnie wyznaczone punkty w zasadzie „pasują” do krzywej teoretycznej. Na podkreślenie zasługuje przy tym fakt, że krzywa teoretyczna jest wynikiem ogólnych rozważań nad zachowaniem się cieczy bosonowej w bardzo niskich temperaturach [1, 2] oraz „dopasowania” do danych doświadczalnych [1, 2, 3] pochodzących z zakresu zjawisk (ciepło właściwe, drugi dźwięk) innego niż niesprężyste rozpraszanie neutronów. To też opisane pomiary [7] stanowią dodatkowe i niezależne od poprzednich potwierdzenie teorii Landaua i Feynmana.

Analiza przesuniętego widma neutronów niesprężysto rozproszonych w helu II wskazuje jednocześnie na coś więcej. Przesunięte widmo odpowiada kształtem, jak to już wspomniano, widmu pierwotnemu. Zachowanie kształtu jest możliwe tylko wtedy, gdy proces jest jednokwantowy i gdy pęd powstałego rotonu jest dobrze określony. To ostatnie zaś zależy od tego, czy droga swobodna rotonu jest dostatecznie długa. Z analizy przesuniętego widma oraz zdolności rozdzielczej aparatury autorzy [7] wnioskują, że dolna granica drogi swobodnej rotonu o $q = 2,14 \text{ \AA}^{-1}$ w temperaturze $1,4^\circ\text{K}$ jest większa od $2 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$. Liczba ta jest w zgodzie z górną granicą drogi swobodnej rotonu $\leq 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$ otrzymaną z teorii Landaua i Chałatnikowa [8] dotyczącej rozpraszania fononów i rotonów oraz związanej z tym lepkości helu II.

Opisane badania stanowiąc dodatkowe i niezależne od poprzednich potwierdzenie teorii helu II pozwolą też zapewne wyznaczyć masę efektywną rotonu μ . Wskazują przy tym na coraz to nowe możliwości wykorzystania niesprężystego rozpraszania neutronów do badania skondensowanego stanu materii. Zwraca przy tym uwagę wielka prostota zasadniczej idei pomiaru — wykorzystanie podstawowych praw przyrody: prawa zachowania energii i prawa zachowania pędu.

W zakończeniu autor niniejszego artykułu uważa za swój miły obowiązek podziękować Szwedzkiemu Komisariatowi Energii Atomowej i AB Atomenergii za zaproszenie w październiku 1957 na konferencję neutronową do Sztokholmu, na której była przedstawiona referowana praca, a H. Palevskiemu, K. Otnesowi, K. E. Larssonowi, R. Pauliemu i R. Stedmanowi za przesłanie preprintu, pokazanie aparatury i interesujące dyskusje. Wszystko to dało asumpt do napisania niniejszego artykułu i umożliwiło jego powstanie.

Literatura

1. L. Landau, J. Phys. (USSR) **5**, 71 (1941); **11**, 91 (1947).
2. R. P. Feynman, Phys. Rev. **91**, 1291, 1301 (1953); **94**, 262 (1954).
3. de Klerk, Hudson i Pellam, Phys. Rev. **93**, 28 (1954).
4. R. P. Feynman i M. Cohen, Phys. Rev. **102**, 1189 (1956).
5. G. Placzek i L. Van Hove, Phys. Rev. **93**, 1207 (1954).
6. M. Cohen i R. P. Feynman, Phys. Rev. **107**, 13 (1957).
7. H. Palevsky, K. Otnes, K. E. Larsson, R. Pauli, R. Stedman; referat na konferencji w Sztokholmie (3—4 października 1957) zorganizowanej przez Szwedzki Komisariat Energii Atomowej i AB Atomenergi, Stockholm, Sweden.
8. Л. Д. Ландау и И. М. Халатников, ЖЭТФ **19.673.709** (1949).

M. W. Fock

Institut Fizyki im. P. Lebediewa
Akademia Nauk ZSRR

Wygaszanie zewnętrzne, oddziaływanie wzajemne aktywatorów i migracja dziur w fosforach ZnS—Cu i ZnS—Cu,Co.

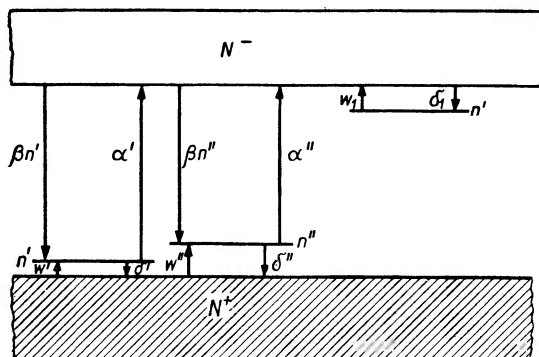
Wędrówka dziur odgrywa — jak wiadomo — wielką rolę w luminescencji fosforów krystalicznych, a szczególnie fosforów na podstawie ZnS.

Wystarczy zauważyć, że wzbudzenie fosforu w obszarze pochłaniania sieci podstawowej powoduje jonizację sieci, pojawiają się więc w paśmie walencyjnym dziury, które wędrują do centrów luminescencji. Samo zaś pojęcie wygaszania zewnętrznego opiera się na założeniu, że dziury opuszczają zjonizowane centra luminescencji i rekombinują ze zlokalizowanymi elektronami. Dotąd nie rozpatrzono jednak szeregu ważnych przypadków. Dotychczasowe próby ujęcia ilościowego są bądź tak abstrakcyjne, że trudno zastosować je do konkretnego przypadku, bądź, przeciwnie, służą jedynie do wyjaśnienia poszczególnych doświadczeń. Interesująca wydawała się próba zapełnienia w pewnym stopniu tej luki przez rozpatrzenie najprostszego schematu pasmowego zawierającego minimalną liczbę poziomów z uwzględnieniem migracji zarówno elektronów jak i dziur. Próbę tę podjąłem pod kierunkiem W. W. Antonowa Romanowskiego. L. A. Winokurov sprawdził doświadczalnie niektóre z otrzymanych wyników teoretycznych. Nasze doświadczenia i rachunki dotyczą dwóch zagadnień: rekombinacyjnego współdziałania centrów luminescencji niebieskiej i zielonej i wygaszania fosforów ZnS—Cu i ZnS—Cu,Co promieniowaniem podczerwonym.

Analizując oddziaływanie rekombinacyjne, oparliśmy się na schemacie analogicznym do zaproponowanego przez Jastrebowa w 1941 r. [1]. Nasze obliczenia są zbliżone do obliczeń Wiesego i Klasensa [2], jednak różnią się od nich uwzględnieniem elektronowych poziomów lokalnych, poza tym obejmują one również prawa zaniku świecenia. Zakładaliśmy przy tym, że różnica gaśnięcia obu pasm wynika nie z różnicy przekrojów czynnych na rekombinację elektronów z centrami niebieskiej i zielonej luminescencji, lecz z różnicy prawdopodobieństw wyzwiania

dziur z tych centrów. Przyjęliśmy mianowicie, że przekroje czynne na rekombinację elektronów z centrami niebieskiego i zielonego świecenia są równe, zaś prawdopodobieństwa wyzwalania dziur różnią się znacznie ¹).

Przyjęliśmy, że podstawowy poziom centrum „niebieskiego” leży poniżej centrum „zielonego” (rys. 1.). Rachunek przeprowadzono dla przypadku, gdy światło wzbudzające pochłanianie jest w centrach obu rodzajów. Strzałki oznaczają wszędzie przejścia elektronów (a nie dziur). Litery oznaczają prawdopodobieństwa odpowiednich przejść.



Rys. 1. Schemat przejść elektronowych w przypadku rekombinacyjnego oddziaływania aktywatorów

Wprowadzimy następujące oznaczenia:

E — natężenie światła wzbudzającego

$\gamma'a$ i $\gamma''a$ — liczby aktów jonizacji w jednostce czasu ($\alpha = aE$, $a = \text{const.}$). Jedna kreska odnosi się do „niebieskich” centrów, a dwie — do „zielonych”

γ' i γ'' — część promieniowania wzbudzającego pochłaniana odpowiednio przez centra jednego i drugiego rodzaju

n' , n'' — koncentracje centrów zjonizowanych

$\beta n'$ i $\beta n''$ — prawdopodobieństwa rekombinacji swobodnych elektronów z odpowiednimi centrami

w' , w'' — prawdopodobieństwa wyzwalania dziur z centrów luminescencji

δ' , δ'' — prawdopodobieństwa powrotu dziur z pasma walencyjnego do centrów luminescencji

¹ Przekrój czynny na rekombinację z elektronem zależy przede wszystkim od nadmiaru ładunku dodatniego i mało odbijają się na nim indywidualne cechy centrum.

Natomiast prawdopodobieństwo wyzwolenia dziury z centrum związane jest właśnie z cechami szczególnymi tego centrum, ponieważ zależy ono wykładniczo od odległości podstawowego poziomu tego centrum od górnego brzegu pasma walencyjnego [3—4].

J' , J'' — natężenia luminescencji dla obu pasm
 n , — koncentracja zlokalizowanych elektronów
 N^- — koncentracja swobodnych elektronów
 N^+ — koncentracja swobodnych dziur (w paśmie walencyjnym)
 w , — prawdopodobieństwo wyzwolenia elektronu z poziomu lokalnego. Zakładamy jednakową głębokość wszystkich pułapek
 δ , — prawdopodobieństwo obsadzenia przez swobodny elektron poziomu lokalnego (lokalizacji elektronu).

Dla rozpatrywanego przypadku równania kinetyczne przybierają postać:

$$\begin{aligned}
 \frac{dn'}{dt} &= \alpha\gamma' - \beta n' N^- - w'n' + \delta' N^+ \\
 \frac{dn''}{dt} &= \alpha\gamma'' - \beta n'' N^- - w''n'' + \delta'' N^+ \\
 \frac{dn}{dt} &= \delta N^- - w, n, \\
 \frac{dN^-}{dt} &= a - \delta N^- + w, n, - \beta(n' + n'') N^- \\
 \frac{dN^+}{dt} &= w'n' + w''n'' - (\delta' + \delta'') N^+
 \end{aligned} \tag{2}$$

Przy rozwiązywaniu tych równań skorzystamy z następujących nierówności. Założymy po pierwsze, że koncentracja pułapek elektronowych jest tak duża, a natężenie światła wzbudzającego tak małe, że prawdopodobieństwo zlokalizowania elektronu w pułapce δ , znacznie przewyższa prawdopodobieństwo jego rekombinacji βn . Założymy ponadto, że $N^- \ll n$, i $N^+ \ll n$, i że analogiczne nierówności spełniają również pierwsze pochodne tych wielkości względem czasu. Założenie to wypełnia się bardzo ściśle, ponieważ w tych fosforach czas życia elektronów w paśmie przewodzenia jest o kilka rzędów wielkości mniejszy niż czas ich przebywania na poziomach lokalnych.

Przez rozwiązanie równań (2) znajdziemy n' , n'' i N^- . Wówczas można będzie znaleźć natężenia pasma niebieskiego i zielonego ze wzorów:

$$J' = \beta n' N^- \tag{3'}$$

$$J'' = \beta n'' N^- \tag{3''}$$

W przypadku stanu stacjonarnego wszystkie pochodne względem czasu przybierają wartość równą zero i układ równań (2) przechodzi w alge-

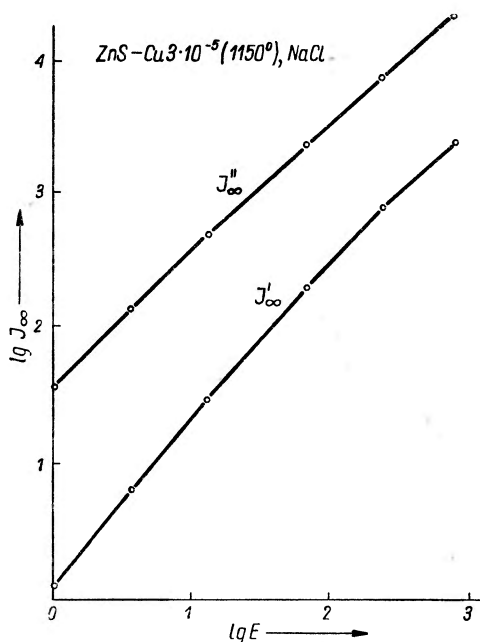
braiczny. Z równań tych wynika następująca złożona zależność natężenia pasma niebieskiego i zielonego od natężenia światła wzbudzającego:

$$J'_{\infty} = A \frac{x \left(\frac{c}{c+1} + \gamma' x^{1/2} \right)}{1 + x^{1/2}}, \quad (4')$$

$$J''_{\infty} = A \frac{x \left(\frac{1}{c+1} + \gamma'' x^{1/2} \right)}{1 + x^{1/2}}, \quad (4'')$$

gdzie $x = \frac{a}{A} = \frac{aE}{A}$; $A = \frac{\delta_1(\delta'w'' + \delta''w')^2}{\beta w_1(\delta' + \delta'')^2} > 0$; $c = \frac{\delta'w''}{\delta''w'} > 0$.

Zauważmy przede wszystkim, że wielkości J'_{∞} i J''_{∞} nie przybierają wartości 0 przy żadnych wartościach parametrów c i γ , nawet w przypadku, gdy parametry te stają się zerowe. Oznacza to, że nawet wówczas, gdy tylko



Rys. 2. Zależność natężenia niebieskiego i zielonego świecenia fosforu ZnS—Cu ($3 \cdot 10^{-5}$), NaCl od natężenia światła wzbudzającego

jeden rodzaj centrów pochłaniania światło wzbudzające, w widmie luminescencji występują oba pasma. Na przykład, gdy fosfor wzbudza się promieniowaniem o długości fali $\lambda = 436 \text{ m}\mu$ pochłanianym tylko w centrach zielonej luminescencji, wystąpić winno również i pasmo niebieskie. O ile nam wiadomo, nie obserwowano dotąd jeszcze takiego przypadku. Nam udało się stwierdzić niebieską fosforescencję fosforu ZnS—Cu (10^{-6}), NaCl wzbudzonego $\lambda = 436 \text{ m}\mu$. Do zagadnienia tego wrócimy jeszcze w dalszym ciągu. Jak widać ze wzorów (4') i (4'') krzywe $J'_{\infty}(E)$ i $J''_{\infty}(E)$ należą do rodziny krzywych o jednym parametrze. Wynika stąd, że jeśli przedstawimy je w skali podwójnie logarytmicznej, to pozostanie tylko jeden parametr wpływający na ich postać.

Obecnie przejdźmy do rozpatrzenia licznych przypadków szczególnych. Załóżmy, że wartości γ' i γ'' są zbliżone. Przypadek ten odpowiada wzbudzaniu fosforu nadfioletem o długości fali $\lambda = 365 \text{ m}\mu$, pochłanianym zarówno przez centra niebieskie jak i zielone. Wówczas dla dostatecznie ma-

łych wartości c istnieje obszar takich natężeń wzbudzania, w którym spełnione są jednocześnie nierówności:

$$\begin{aligned} c &\ll \gamma' x^{1/2}, \\ x^{1/2} &\ll 1. \end{aligned} \quad (5)$$

W tym obszarze natężenie zielonej luminescencji $J''_{\infty}(E)$ jest proporcjonalne do natężenia światła wzbudzającego E , zaś natężenie niebieskiej luminescencji J'_{∞} proporcjonalne do $E^{1/2}$.

Nieliniową zależność niebieskiego świecenia od natężenia światła wzbudzającego obserwowano wielokrotnie. Niekiedy wykładnik potęgi przewyższał nawet 3/2, co — być może — wynika z wygaszania zewnętrznego. Rysunek 2 przedstawia w układzie podwójnie logarytmicznym zależności $J'_{\infty}(E)$ i $J''_{\infty}(E)$ dla fosforu ZnS—Cu ($3 \cdot 10^{-5}$), NaCl.

c przybiera różne wartości dla różnych fosforów i dla danego fosforu zmienia się z temperaturą.

Istotnie, we wzorze na $c = \frac{\delta' w''}{\delta'' w'}$ występuje stosunek prawdopodobieństw wyzwolenia dziury ze zjonizowanych centrów. Te prawdopodobieństwa zaś zmieniają się z temperaturą zgodnie z prawem Boltzmanna:

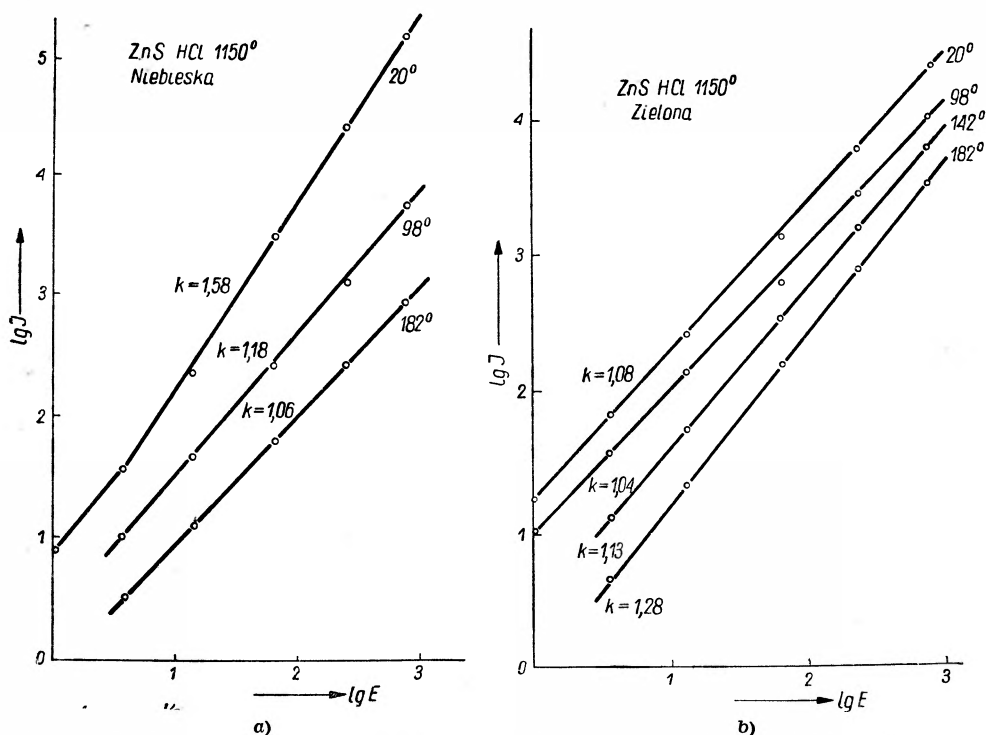
$$w' = w'_0 e^{-\frac{\epsilon'}{kT}}, \quad (6')$$

$$w'' = w''_0 e^{-\frac{\epsilon''}{kT}}, \quad (6'')$$

gdzie ϵ' i ϵ'' oznaczają odległości poziomów podstawowych zjonizowanych centrów od górnego krańca pasma walencyjnego. Ponieważ w myśl naszego założenia $\epsilon'' > \epsilon'$, więc wartość $\frac{w''}{w'}$ winna rosnać z temperaturą. Jeśli już w temperaturze pokojowej wartość c nie jest zbyt mała, to w miarę ogrzewania fosforu może ona nawet przewyższyć 1. W tym przypadku zależność $J'_{\infty}(E)$ przechodzi w liniową, zaś $J''_{\infty}(E)$ przeciwnie, przekształca się z liniowej w nieliniową.

W celu sprawdzenia tej zależności należało zbadać fosfor, dla którego c przybiera dostatecznie dużą wartość i warunek $c > 1$ spełnia się w niezbyt wysokiej temperaturze. Wybór padł więc na fosfor zawierający Cu w bardzo małym stężeniu. Wartość c zależy bowiem nie tylko od stosunku prawdopodobieństw wyzwolenia dziur, ale również od stosunku prawdopodobieństw $\frac{\delta'}{\delta''}$ ich powtórnej lokalizacji, który jest proporcjonalny do stężenia odpowiednich centrów luminescencji. Dlatego też zmniejszenie koncentracji centrów „zielonych” — miedziowych powoduje spadek δ'' a więc wzrost c .

Badaliśmy fosfor sporządzony z nieaktywowanego ZnS w atmosferze HCl w temperaturze 1150°C. Zawartość miedzi w tym fosforze wynosiła 10^{-7} g/g. Wykazywał on silną niebieską luminescencję i dobrze mierzalną luminescencję zieloną. Rysunki 3a i 3b przedstawiają otrzymane doświadczalnie w różnych temperaturach zależności $J_{\infty}(E)$ i $J'_{\infty}(E)$. Jak widać, w wysokich temperaturach luminescencja zielona rośnie silniej ze wzrostem natężenia światła wzbudzającego niż niebieska. Przebieg ten unaocznia jeszcze wyraźniej rysunek 4, przedstawiający zależność średniego kąta nachylenia k tych krzywych od temperatury. Należy tu jednak podkreślić pewną sprzeczność przedstawionej teorii z doświadczeniem:



Rys. 3. Wpływ temperatury na zależność natężenia luminescencji fosforu ZnS—Cu (10^{-7}), HCl od natężenia światła wzbudzającego, a) pasmo niebieskie, b) pasmo zielone

Z rachunku wynika mianowicie, że zależność dla jednego z pasm może być nieliniowa tylko wówczas, gdy dla drugiego jest liniowa, zaś w doświadczeniu okazało się, że istnieje obszar, w którym dla obu pasm omawiana zależność jest nieliniowa. Fakt ten wiąże się prawdopodobnie z występowaniem zewnętrznego wygaszania, które omówimy w ostatnim rozdziale.

Przejdziemy obecnie do prawa zaniku świecenia. Rozwiązanie układu równań (2) dla przypadku świecenia po wyłączeniu światła wzbudzają-

cego prowadzi do wniosku, że prawo zaniku świecenia jest odmienne dla każdego z pasm:

$$J' = \frac{A}{c+1} \frac{x}{(B\sqrt{xt} + 1)^2} \left\{ c + [\gamma'(c+1) - c] \frac{\sqrt{xe^{-\beta t}}}{1 + \sqrt{x}} \right\}, \quad (7')$$

$$J'' = \frac{A}{c+1} \frac{x}{(B\sqrt{x \cdot t} + 1)^2} \left\{ 1 - [\gamma'(c+1) - c] \frac{\sqrt{xe^{-\beta t}}}{1 + \sqrt{x}} \right\}, \quad (7'')$$

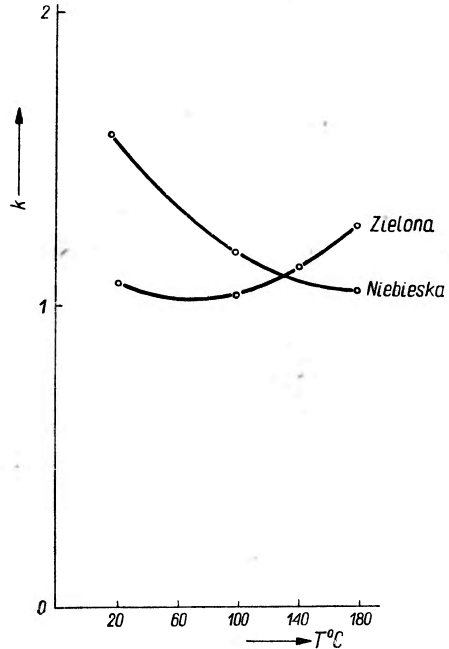
gdzie

$$B = \frac{\delta'w'' + \delta''w'}{\delta' + \delta''}.$$

Rozpatrzmy obecnie dwa przypadki szczególne odpowiadające wzbudzeniu fosforu ZnS—Cu (10^{-6}) promieniowaniem o długości fali $\lambda = 366 \text{ m}\mu$ i $\lambda = 436 \text{ m}\mu$.

W pierwszym przypadku wartości γ' i γ'' są zbliżone, wynoszą więc po kilka dziesiątych (ponieważ $\gamma' + \gamma'' = 1$). Z drugiej strony, dla tego fosforu w temperaturze pokojowej $c \ll 1$ i istnieje obszar nateżeń, w którym spełniają się nierówności (5). Można więc zaniedbać we wzorze (7'') wyraz wykładniczy w porównaniu z jednością. Natomiast we wzorze (7') nie można posłużyć się tym zaniedbaniem; przeciwnie, na początku gaśnięcia właśnie wyraz wykładniczy gra największą rolę. Wynika stąd, że na

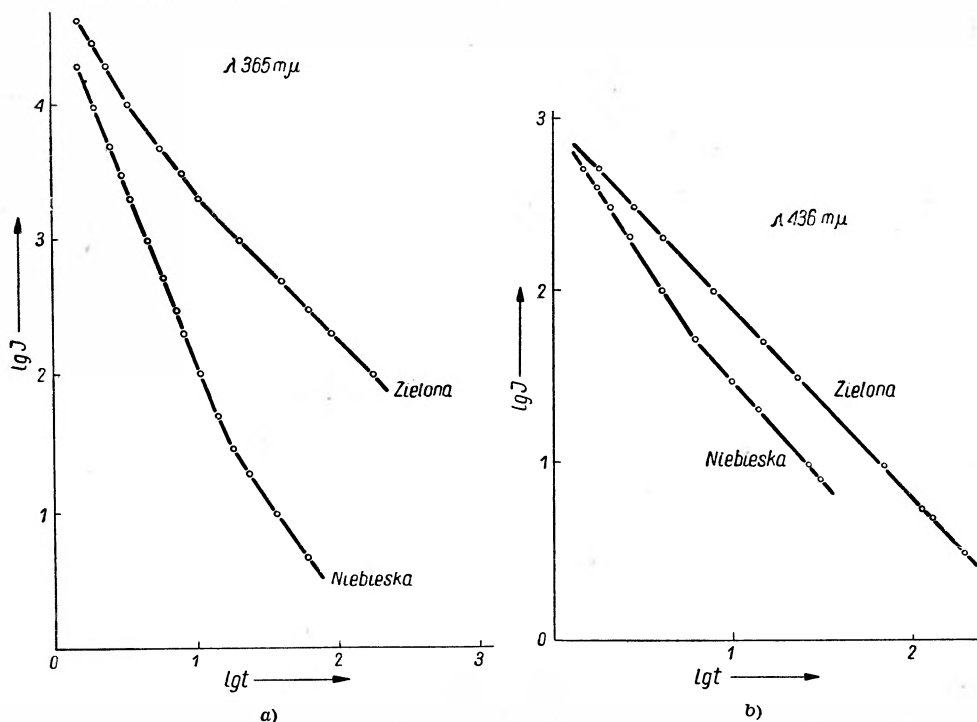
początku pasmo niebieskie gaśnie o wiele szybciej niż zielone. Można tę własność pasma niebieskiego łatwo zaobserwować doświadczalnie. Ze wzorów (7') i (7'') wynika również, że w późniejszych stadiach, gdy wyraz wykładniczy staje się mały w porównaniu z c oba pasma powinny gasnąć zgodnie z prawem hiperbolicznym. Sprawdziliśmy ten wniosek na fosforze ZnS—Cu (10^{-6}), NaCl. Rysunek 5a przedstawia krzywe zaniku świecenia niebieskiego i zielonego tego fosforu w podwójnie logarytmicznym układzie współrzędnych. Jak widać, pasmo niebieskie, które początkowo gaśnie szybciej niż zielone, w stadiach późniejszych zaczyna gasnąć z taką samą prędkością jak zielone. Przy pomocy specjalnych doświadczeń sprawdzono, że nie wynika to z przechodzenia promieniowania



Rys. 4. Wpływ temperatury na nieliniowość zależności $k(T)$ dla fosforu ZnS—Cu (10^{-7}), HCl, 1. pasmo niebieskie, 2. pasmo zielone

zielonego przez filtr przeznaczony do wyodrębnienia pasma niebieskiego. Ponieważ teoria nasza jest uproszczona i ma charakter półilościowy, więc nie należy dopatrywać się sprzeczności z nią w tym fakcie, że prawo gaśnięcia pasma zielonego wyraża się hiperbolą pierwszego, a nie drugiego rzędu. Istotne jest, że pasmo niebieskie gaśnie szybciej niż zielone.

W drugim przypadku, dla wzbudzania fosforu nadfioletem o długości fali $\lambda = 436 \text{ m}\mu$ należy we wzorach (7') i (7'') położyć $\gamma' = 0$, ponieważ promieniowanie o tej długości fali pochłaniają jedynie „zielone” centra. Można więc w tym obszarze natężeń, gdzie $\sqrt{x} \ll 1$, zaniedbać wyraz wykładniczy nie tylko we wzorze (7'') ale również we wzorze (7') i oba pasma powinny od początku gasnąć jednakowo. Rys. 5b przedstawia gaśnięcie obu pasm luminescencji wzbudzonej promieniowaniem o długości fali $\lambda = 436 \text{ m}\mu$. Jak widać, w tym przypadku spadek świecenia niebieskiego



Rys. 5. Zanik świecenia fosforu ZnS—Cu (10^{-6}), NaCl a) przy wzbudzaniu promieniowaniem $\lambda = 366 \text{ m}\mu$ b) przy wzbudzaniu promieniowaniem $\lambda = 436 \text{ m}\mu$

jest prawie taki sam jak zielonego. Sprawdziliśmy doświadczalnie, że światło o długości fali $\lambda = 436 \text{ m}\mu$ nie wzbudza bezpośrednio centrów niebieskich. W tym celu badano fosfor nie zawierający miedzi. Pod działaniem nadfioletu ($\lambda = 366 \text{ m}\mu$) fosfor ten wykazuje silną luminescencję niebieską (intensywniejszą niż fosfor zawierający miedź) natomiast promieniowanie o $\lambda = 436 \text{ m}\mu$ nie zbudza tej luminescencji.

Dotąd przyjmowaliśmy, że wyzwolenie dziur ze zjonizowanych centrów następuje wyłącznie na drodze termicznej. W tym przypadku oziębienie fosforu winno znacznie zmniejszać prawdopodobieństwo wyzwolenia dziury i wzajemne oddziaływanie aktywatorów. W ciekłym powietrzu pasmo niebieskie nie powinno wzbudzać się promieniowaniem o długości fali $\lambda = 436 \text{ m}\mu$. Okazuje się jednak, że natężenie niebieskiego pasma w niskiej temperaturze jest nie mniejsze, niż w temperaturze pokojowej. Fakt ten stanie się zrozumiały, jeśli przyjmiemy, że samo światło wzbudzające wyzwala dziury ze zjonizowanych centrów. Wytworzy się wtedy nawet w niskiej temperaturze pewna koncentracja dziur w paśmie podstawowym; dziury te mogą jonizować centra niebieskie. W stosunku do centrów zielonych takie działanie światła wzbudzającego sprowadza się do wygaszania analogicznie do działania promieni podczerwonych [5]. Natomiast koncentracja zjonizowanych w ten sposób centrów niebieskich może okazać się znaczna i w luminescencji zjawi się pasmo niebieskie. Proces ten zachodzi również w temperaturze pokojowej, jednak w tym przypadku rola jego jest mniejsza ponieważ konkuruje z nim intensywne termiczne wyzwalaanie dziur. Tym nie mniej światło wzbudzające zwiększa koncentrację zjonizowanych centrów niebieskich. Być może, że tym właśnie należy objaśnić szybsze zanikanie pasma niebieskiego po wzbudzeniu światłem $\lambda = 436 \text{ m}\mu$.

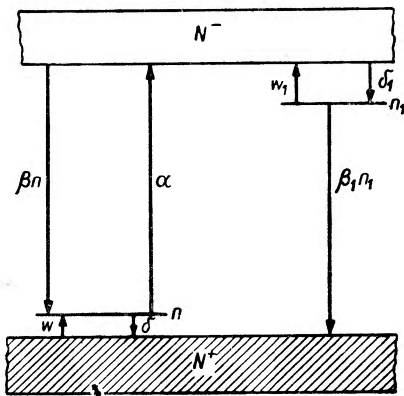
Przejdziemy obecnie do zagadnienia wygaszania promieniowaniem podczerwonym. Znane zewnętrzne wygaszanie „monomolekularne” występuje wówczas, gdy decydującą rolę gra przechodzenie dziur ze zjonizowanych centrów do pasma walencyjnego. Przyjmuje się przy tym milcząco, że dziury, które znalazły się w paśmie walencyjnym, nie mogą wrócić do centrów luminescencji i zjonizować ich, jedynym możliwym procesem jest rzekomo rekombinacja tych dziur ze zlokalizowanymi elektronami [6]. Jednak w rzeczywistości, jak to wykazał M. A. A l e n c e w [7], wydajność luminescencji fosforów ZnS i ZnS—Cu jest, w przypadku wzbudzania w obszarze pochłaniania podstawowego, jedynie dwukrotnie mniejsza niż w przypadku pochłaniania bezpośredniego w centrach luminescencji. Okazuje się więc, że założenie stanowiące podstawę wyobrażenia o wygaszaniu zewnętrznym typu „monomolekularnego” nie sprawdza się widocznie w doświadczeniu, przynajmniej dla fosforów opartych na ZnS. Dlatego też poczyniliśmy odmienne założenie a mianowicie, przypuściliśmy, że prawdopodobieństwo „wtórnego schwywania” dziury przez centrum luminescencji przewyższa znacznie prawdopodobieństwo rekombinacji dziury ze zlokalizowanym elektronem. Założenie to jest analogiczne do czynionego często założenia o swobodnym elektronie. Rysunek 6 przedstawia mo-

del pasmowy odpowiadający omawianemu przypadkowi. Równania kinetyczne, opisujące taki układ, mają postać:

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= \alpha - \beta n N^- - wn + \delta N^+, \\ \frac{dn_i}{dt} &= \delta' N^- - w_i n_i - \beta_i n_i N^+, \\ \frac{dN^+}{dt} &= wn - \delta N^+ - \beta_i n_i N^+. \end{aligned} \quad (8)$$

Zastosowano tu oznaczenia takie same jak wyżej, tylko bez wskaźników, ponieważ rozpatruje się centra jednego rodzaju; β , oznacza współczynnik rekombinacji swobodnych dziur ze zlokalizowanymi elektronami, wielkość

$\beta_i n_i$, jest proporcjonalna do prawdopodobieństwa tej rekombinacji. Zakładamy, że dla dziur jest również spełniona nierówność: $\beta_i n_i < \delta$.



Rys. 6. Schemat przejść elektronowych w procesie zewnętrznego wygaszania

Okazuje się, że z naszych założeń wynika hiperboliczne prawo zaniku świecenia nawet w przypadku silnego wygaszenia. Taki przebieg obserwuje się na przykład podczas wygaszania luminescencji ZnS—Cu, Co promieniowaniem podczerwonym. Prawo zaniku wyraża się wówczas dokładnie hiperbolą drugiego stopnia [8], natomiast zależność stacjonarnego natężenia luminescencji od natężenia wzbudzenia wyraża się w tym przypadku dość złożonym wzorem:

$$J_\infty = \frac{\alpha L}{L + Q} + \frac{\beta}{\delta_i} \frac{Q \alpha^{3/2}}{(L + Q^{3/2})}, \quad (9)$$

gdzie $L = \frac{\beta w_i}{\delta}$ i $Q = \frac{\beta_i w}{\delta}$ charakteryzują odpowiednio natężenie procesów luminescencji i wygaszania. Zanalizujemy ten wzór.

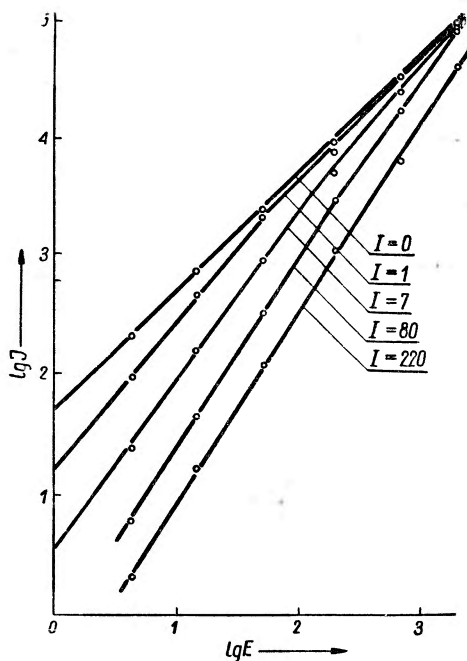
Dla $Q \ll L$ wielkość $J_\infty \approx \alpha$, tj. liczba emitowanych kwantów luminescencji równa się w przybliżeniu liczbie aktów jonizacji centrów luminescencji podczas pochłaniania światła wzbudzającego. Przypadek ten zachodzi w przybliżeniu podczas luminescencji fosforu ZuS—Cu bez „podświetlenia” promieniowaniem podczerwonym.

Jeśli Q jest tego samego rzędu co L , to $J_\infty < \alpha$, utrzymuje się jednak liniowa zależność $J_\infty(\alpha)$. Istotnie, wyrażenie na J_∞ można zapisać jeszcze

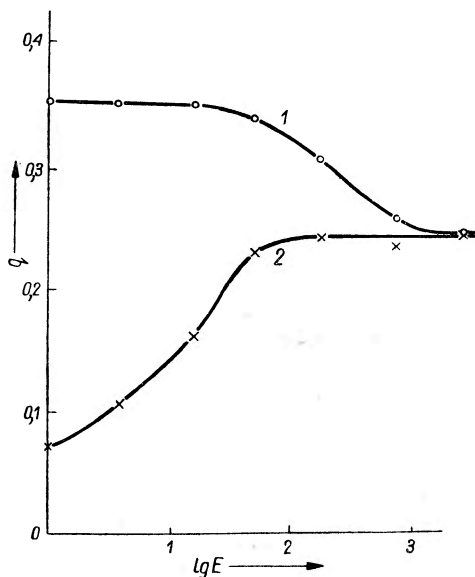
w innej postaci, wprowadzając zamiast a zakumulowaną sumę świetlną n_{∞} według wzoru $n_{\infty} = \frac{\sqrt{a}}{\sqrt{L+Q}}$. Wówczas $J_{\infty} = Ln_{\infty}^2 + \frac{\beta}{\delta} Qn_{\infty}^3$. Niechaj

$L = Q$. Wówczas $J_{\infty} = Ln_{\infty}^2 \left(1 + \frac{\beta n_{\infty}}{\delta}\right)$. Ponieważ jednak założyliśmy, że $\beta n_{\infty} \ll \delta$, więc w ostatnim wyrażeniu drugi wyraz jest mały w porównaniu z pierwszym. Takiemu przypadkowi odpowiada luminescencja ZnS-Cu,Co; wydajność tej luminescencji jest kilkakrotnie mniejsza od wydajności dla ZnS-Cu, mimo to obserwuje się liniową zależność $J_{\infty}(E)$.

Gdy Q jest dostatecznie duże i $Q \gg L$, zasadniczą rolę zaczyna odgrywać drugi wyraz we wzorze (9). Doświadczalnie obserwuje się ten przy-



Rys. 7. Wpływ promieniowania podczerwonego na zależność natężenia luminescencji fosforu ZnS—Cu, Co od natężenia promieniowania wzbudającego
I — natężenie promieniowania podczerwonego



Rys. 8. Wpływ promieniowania podczerwonego na zależność wydajności luminescencji fosforu ZnS—Cu, Co od natężenia promieniowania wzbudającego
1. I = 0 2. I = 4

padek, wygaszając luminescencję ZnS-Cu,Co promieniowaniem podczerwonym. Działanie wygaszające podczerwieni sprowadza się widocznie do wyzwalań dziur ze zjonizowanych centrów, tj. do silnego zwiększenia w , a więc i Q . Rysunek 7 przedstawia zależność $\lg J_{\infty}(\lg E)$ dla różnych natężeń promieniowania podczerwonego I . Jak widać, ze wzrostem I rośnie

nachylenie krzywych i tangens kąta nachylenia dochodzi do wartości $3/2$, po czym pozostaje bez zmiany. Z rysunku tego wynika jeszcze jeden wniosek: dla niezbyt dużych wartości I kąt nachylenia krzywych ze wzrostem E maleje i dochodzi do wartości 1. Wydawałoby się, że to nie wynika ze wzoru (9), ponieważ wielkość a rośnie wolniej niż $a^{3/2}$ i, jeśli — dla pewnej wartości E — wyraz zawierający $a^{3/2}$ okazał się większy od liniowego, to i przy dalszym wzroście E wyraz ten będzie dominował. Uwzględnienie wyświecającego działania światła wzbudzającego tłumaczy jednak ten przebieg. Prawdopodobieństwo oswobodzenia elektronów z poziomów lokalnych możnaby przedstawić jako $w = w_0 + DE$, gdzie w_0 jest prawdopodobieństwem termicznego wyzwolenia elektronu, zaś $D = \text{const}$. Jeśli Q nie zależy od E , to ostatecznie okaże się, że dominować zacznie znowu wyraz liniowy. Jeśli natomiast występuje działanie wygaszające światła wzbudzającego, to drugi wyraz również jest liniową funkcją E . Rysunek 8 przedstawia zależność względnej wydajności luminescencji ZnS-Cu,Co od natężenia światła wzbudzającego. Krzywa 1 dotyczy luminescencji bez podświetlenia podczerwienią, krzywa 2 — z takim podświetleniem. Spadek wydajności dla dużych wartości E na krzywej 1 wynika ze strat na wyświecające działanie światła wzbudzającego. Jak widać, na krzywej 2 w tym obszarze wydajność jest stała, a w obszarze, w którym nie występuje działanie wyświecające światła wzbudzającego, wydajność rośnie.

Okazuje się więc, że założenie o dużym prawdopodobieństwie procesu wtórnej lokalizacji dziur na centrach luminescencji pozwala objaśnić w sposób ilościowy szereg prawidłowości obserwowanych w doświadczeniu. Z przedstawionych rozważań można również wywnioskować, że promieniowanie podczerwone powoduje wygaszanie zewnętrzne luminescencji i, że wygaszanie to przebiega zgodnie z reakcją drugiego rzędu. Wygaszanie pierwszego rzędu w ogóle nie występuje, przynajmniej w badanych fosforach.

Tłumaczyła J. Jaszczyn

Literatura

1. W. A. Jastrebów, Trudy FIAN, 3, N 2, 121 (1946).
W. A. Jastrebów, ZETF, 13, 140 (1947).
2. M. E. Wise, NA Klasens, JOSA, 38, 226 (1948).
M. Schön, Zs. Phys. 119, 463 (1949).
3. W. W. Antonow-Romanowski, J. of Phys. 6, 120 (1942).
W. W. Antonow-Romanowski, J. of Phys. 7, 153 (1943).
4. Siu-Siu-Jun, Optika i Spekt. 1, 264 (1956).
5. W. W. Antonow-Romanowski, Izv. A. N. seria fiz. 15, 637 (1951).

6. N. Riehl, Zs. tech. Phys. 20, 152 (1939).

W. W. Antonow-Romanowski, Trudy FIAN 2, 2—3, 157 (1942).

W. W. Antonow-Romanowski, i G. S. Koczergin, DAN, 24, 430 (1939).

7. M. N. Alencew Optika i Spekr. 1, 240 (1956).

8. L. A. Winokurov, DAN, 85, 529 (1952).

Z. A. Trapieżnikowa

Institut Fizyki Akademii Nauk ZSRR
im. P. Lebediewa

Niektóre własności optyczne nowych luminoforów aktywowanych pierwiastkami z grupy ziem rzadkich

Do siarczku cynku można wprowadzić lantanowce jako aktywatory, bez topników czy współaktywatorów, stosując jedynie prażenie w próżni lub w różnych atmosferach gazowych: w siarkowodorze, amoniaku lub azocie. Widmo świecenia tych luminoforów składa się z linii charakterystycznych dla trójwartościowych jonów ziem rzadkich (z wyjątkiem europu [1])

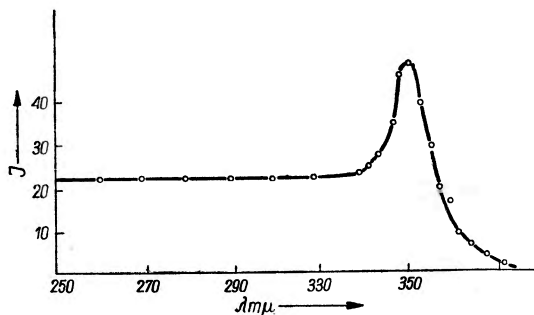
Badanie rozpraszania wykazało, że wprowadzenie jonów ziem rzadkich nie wywołuje dostrzegalnych dodatkowych pasm pochłaniania. Wyjątek stanowi tu ZnS—Eu. Występowanie w widmach pochłaniania i emisji tego fosforu szerokich pasm w dziedzinie długofalowej nasuwa przypuszczenie, że Eu znajduje się w tym luminoforze w postaci jonu dwuwartościowego podobnie jak w przypadku SrS [2].

Obserwacje w świetle przechodzącym pochłaniania luminoforów aktywowanych Nd, Pr, Sm, Dy, Eu i Tu wskazują na występowanie pochłaniania o charakterze liniowym w dziedzinie widzialnej. Przez naświetlanie promieniowaniem o długości fali odpowiadającej tym liniom udało się wywołać słabe świecenie — również o widmie liniowym — fosforu ZnS — Er w temperaturze pokojowej i niskiej i fosforów ZnS — Dy i ZnS — Tu jedynie w temperaturze ciekłego azotu. Tak więc silne świecenie luminoforów aktywowanych lantanowcami nie jest związane z pochłanianiem światła przez same aktywatory.

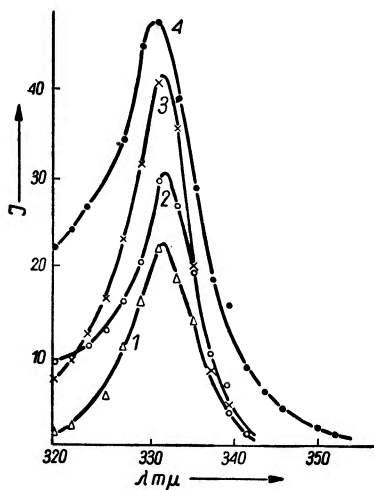
Widma wzbudzenia luminoforów badano na spektrofotometrze „СФ—4”; jako wzorzec porównawczy służył jasno-żółty lumogen o stałej wydajności kwantowej świecenia w badanym obszarze widmowym. Okazuje się, że przy wzbudzeniu luminoforów promieniowaniem o długości fali od 250 do 320 m μ obserwuje się świecenie jonu aktywatora, przy czym natężenie tego świecenia nie zależy od długości fali światła wzbudzającego. Ponieważ w tej dziedzinie widmowej pochłanianie promieniowania jest całkowite, więc ta niezależność oznacza stałość wydajności kwantowej. Dalszy wzrost długości fali promieniowania wzbudzającego powoduje wzrost natężenia świe-

cenia. Dla długości fali 332—333 m μ obserwuje się maksimum w widmie wzbudzenia. Widmo świecenia wzbudzonego promieniowaniem o tej samej długości fali składa się również z linii charakterystycznych dla danego jonu lantanowca.

Wąskie pasmo wzbudzenia z maksimum około 332—333 m μ powstaje przez wprowadzenie jako aktywatorów zarówno różnych pierwiastków z grupy ziem rzadkich jak i miedzi, srebra, lantanu i innych. Dlatego też tego maksimum nie można przypisać pochłanianiu w jonach aktywatora. W luminoforach na podstawie ZnS istnieją widocznie jakieś specjalne centra pochłaniające promieniowanie o długości fali 322—333 m μ . Przekazywanie energii aktywatorom od tych centrów jest bardziej skuteczne niż przekazywanie energii pochłoniętej przez sieć podstawową.



Rys. 1. Widmo wzbudzenia luminoforu ZnS—Sm



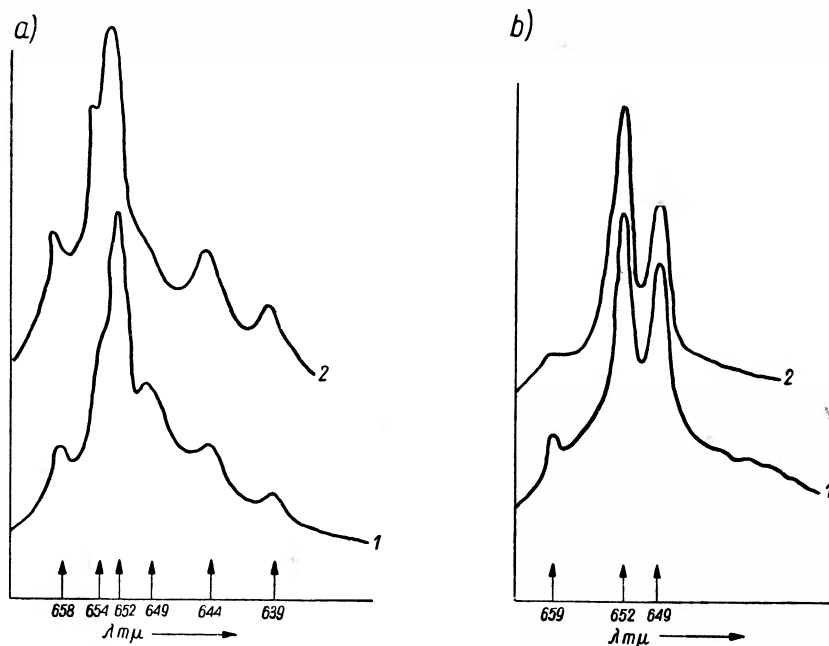
Rys. 2. Widma wzbudzenia luminoforów: 1. ZnS—Cu, 2. ZnS—La, 3. ZnS—Ag, 4. ZnS—Sm

Badanie widm świecenia luminoforów aktywowanych ziemiami rzadkimi wskazało na występowanie znacznych różnic między luminoforami prażonymi w próżni lub azocie a prażonymi w siarkowodorze lub amoniaku. Wynika stąd, że w obu tych przypadkach powstają różne centra świecenia. Nasuwa się przypuszczenie, że podczas prażenia w próżni i w azocie w tworzeniu centrów świecenia może brać udział tlen. Występować on może w postaci tlenku cynku, ponieważ ZnS zawiera zazwyczaj nieco $ZnSO_4$, który podczas prażenia przechodzi w ZnO. Na obecność ZnO w luminoforach prażonych w próżni i azocie wskazuje obserwowane przez nas przesunięcie krańca pochłaniania podstawowego o 10 m μ . Takie przesunięcie obserwowali Kröger i Dickhof, którzy celowo wprowadzali ZnO do ZnS [3].

Dalszym problemem, który postawiliśmy przed sobą, było wyjaśnienie wpływu tlenu na widmo świecenia i widmo wzbudzenia luminoforu ZnS—Sm. Do badania tego wpływu należało wziąć jako substancję

wyjściową siarczek cynku dokładnie oczyszczony od tlenku cynku. W tym celu siarczek cynku odmywano dokładnie od siarczanu cynku i poddawano obróbce siarkowodorem początkowo w temperaturze około 300°C, a następnie w temperaturze 900°C. Obróbkę materiału wyjściowego uważano za zakończoną w momencie, gdy ZnS nie świecił już w temperaturze pokojowej pod działaniem promieniowania o długości fali $\lambda = 365 \text{ m}\mu$. Dla uniknięcia innych anjonów prócz siarki wprowadzono aktywator w postaci siarczku. Luminofor przygotowano w następujący sposób.

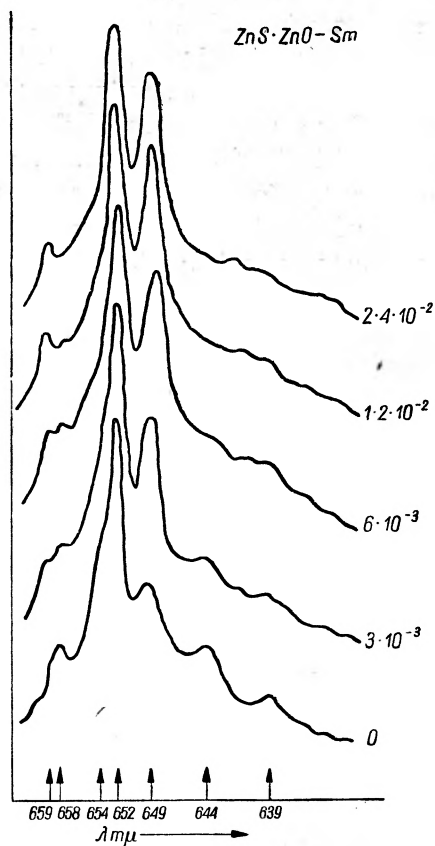
Po opisanej wyżej obróbce siarczku cynku dodawano do niego określoną ilość siarczku samaru ($1,9 \times 10^{-4}$ gatom Sm/mol ZnS). Materiał rozcierano starannie na sucho, następnie suszono w temperaturze 300°C w strumieniu azotu oczyszczonego od tlenu. Po czym poddawano go prażeniu w strumieniu azotu w temperaturze 1150°C.



Rys. 3. Mikrofotogramy widm świecenia samaru w luminoforach: a) ZnS—Sm i b) ZnS.ZnO—Sm podczas wzbudzenia promieniowaniem o długości fali: $\lambda = 365 \text{ m}\mu$ — krzywa 1 i $\lambda = 313 \text{ m}\mu$ — krzywa 2

Widmo luminescencji ZnS—Sm wzbudzone promieniowaniem o długości fali $\lambda = 365 \text{ m}\mu$ składa się z trzech grup linii: czerwonej, pomarańczowej i zielonej; najintensywniejsza okazuje się czerwona. Wprowadzenie tlenu cynku powoduje pojawienie się dodatkowego zielonego szerokiego pasma. Rys. 3 pokazuje, że widmo świecenia luminoforu zawierającego $2,4 \cdot 10^{-2}$ mola ZnO/mol. ZnS różni się znacznie od widma luminoforu nie

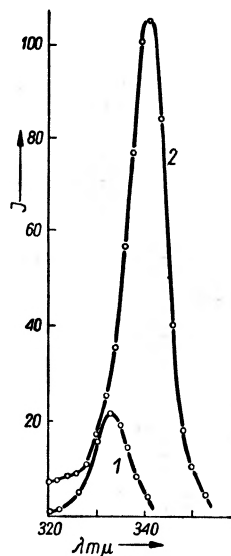
zawierającego tlenku cynku. Wzrost zawartości ZnO powoduje mianowicie stopniowy spadek natężenia linii 658, 654, 644 i 636 m μ i wzrost natężenia linii 659 i 649 m μ . Natężenie linii 652 m μ zmienia się nieznacznie.



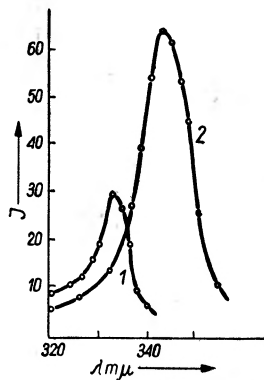
Rys. 4. Mikrofotogramy widma świecenia samaru wzbudzonego promieniowaniem o długości fali $\lambda = 365$ m μ w luminiforach:

1. ZnS—Sm
2. ZnS, ZnO—Sm [ZnO] = $3 \cdot 10^{-3}$ mola/mol ZnS
3. ZnS, ZnO—Sm [ZnO] = $6 \cdot 10^{-3}$ „
4. ZnS, ZnO—Sm [ZnO] = $1,2 \cdot 10^{-2}$ „
5. ZnS, ZnO—Sm [ZnO] = $2,4 \cdot 10^{-2}$ „
[Sm] = $1,9 \cdot 10^{-4}$ gat/mol ZnS

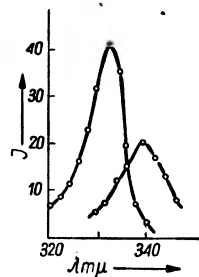
Z obserwowanych zmian widma można wyciągnąć wniosek, że z wprowadzeniem tlenku cynku zmniejsza się liczba pierwotnych centrów świecenia, w których jon samaru otoczony był jonami siarki, a jednocześnie rośnie liczba centrów, w których siarkę zastąpił tlen.



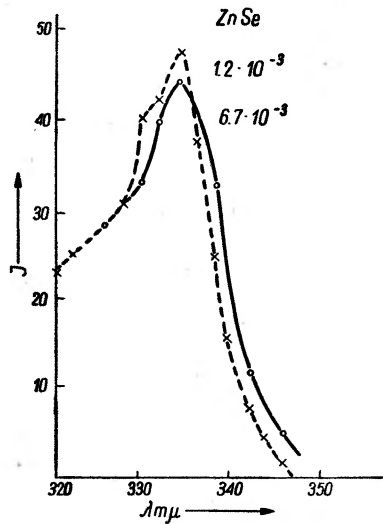
Rys. 6. Widma wzbudzenia luminoforów:
 1. ZnS—Cu [Cu] = 10^{-4} g at/mol ZnS
 2. ZnS—ZnO—Cu [ZnO] = $1,2 \cdot 10^{-2}$ mola/mol ZnS



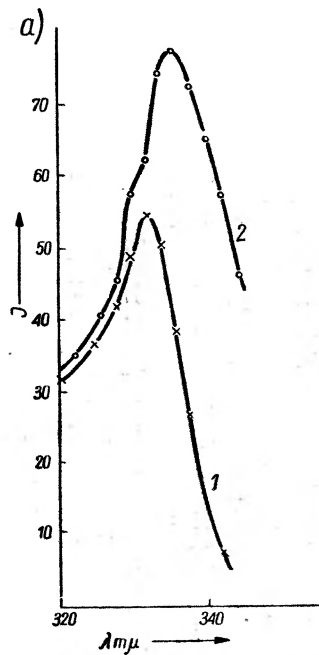
Rys. 7. Widma wzbudzenia luminoforów:
 1. ZnS—La [La] = $2 \cdot 10^{-4}$ gat/mol ZnS
 2. ZnS, ZnO—La [ZnO] = $1,2 \cdot 10^{-2}$ mola/mol ZnS



Rys. 8. Widma wzbudzenia luminoforów:
 1. ZnS—Ag [Ag] = 10^{-5} gat/mol ZnS
 2. ZnS, ZnO—Ag [ZnO] = $1,2 \cdot 10^{-2}$ mola/mol ZnS

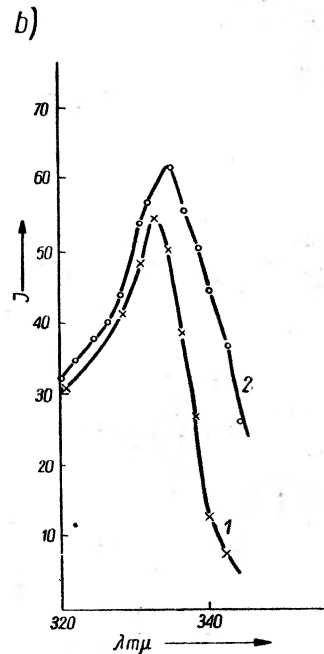


Rys. 9. Widmo wzbudzenia luminoforów
 1. ZnS, ZnSe—Sm; [ZnSe] = $1,2 \cdot 10^{-3}$ mola/mol-ZnS
 2. ZnS, ZnSe—Sm; [ZnSe] = $6,7 \cdot 10^{-3}$ „ „
 [Sm] = $1,9 \cdot 10^{-4}$ gat/mol ZnS



Rys. 10. Widma wzbudzenia luminoforów:

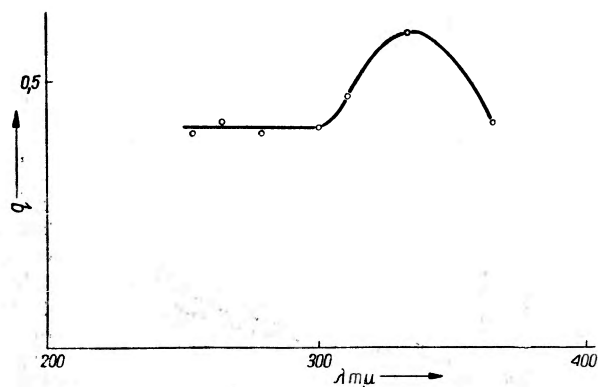
- | | |
|------------------|------------------|
| a) | b) |
| 1. ZnS—Sm | 1. ZnS—Sm |
| 2. ZnS—Sm (NaCl) | 2. ZnS—Sm (NaBr) |



Widma wzbudzenia tych luminoforów (rys. 9 i 10) wskazują na powstanie nowego maksimum w obszarze 334—336 m μ .

Z otrzymanych danych wynika, że podczas prażenia siarczku cynku z aktywatorami powstają specjalne centra pochłaniające w obszarze 332—342 m μ zależnie od natury anjonów wchodzących w skład tych centrów. Centra te mogą przekazywać pochłoniętą energię centrom świecenia związanym z aktywatorem. Okazuje się więc, że przy wzbudzeniu w obszarze 332—342 m μ świecenie wszystkich aktywatorów w siarczku cynku jest sensibilizowane.

Nasuwa się następnie wniosek, że maksimum wzbudzenia w obszarze 332—342 m μ związane jest z centrami, odpowiedzialnymi za świecenie niebieskie nieaktywowanego luminoforu ZnS prażonego z topnikiem zawierającym chlor. Tak na przykład Szalimowa [4] znalazła w naporowanej warstwie nieaktywowanego i świeżącego niebieskiego ZnS pasmo pochłaniania właśnie w obszarze 334 m μ . Alencew [5], badając zależność wydajności kwantowej niebieskiego świecenia luminoforu ZnS (NaCl) od długości fali światła wzbudzającego, stwierdził wzrost tej wydajności w obszarze 300—360 m μ z maksimum leżącym mniej więcej około 330 m μ (rys. 11). Można przyjąć, że wzrost wydajności kwantowej w tym obszarze w porównaniu z pochłanianiem w paśmie podstawowym wiąże się z bezpośrednim pochłanianiem w samych centrach niebieskich.



Rys. 11. Krzywe zależności wydajności kwantowej ZnS [NaCl] nieaktywowanego od długości fali promieniowania wzbudzającego

Można również przypuszczać, że centrum pochłaniające znajduje się w węzle katjonowym, ponieważ wprowadzanie różnych aktywatorów-katjonów nie zmienia położenia maksimum wzbudzenia, natomiast wprowadzanie anjonów zmienia je. Prawdopodobnie centrum pochłaniania związane jest z powstaniem defektu: luki po cynku. W związku z tym

należałoby przypomnieć, że w 1954 roku Kröger i Vink [6] wypowiedzieli pogląd, że za niebieskie świecenie odpowiedzialne są luki po cynku, które „schwytają dziurę”. Stanowiłoby to potwierdzenie, że centrum wzbudzenia i „niebieskie” centrum świecenia stanowią w ZnS ten sam układ.

Wprowadzenie anjonów: tlenu, selenu, i chlorowców do ZnS wywołuje również zmiany w widmie świecenia, jak to wykazano dla ZnS—Sm przy wprowadzeniu tlenu.

Ponadto chlorowce powodują spadek natężenia linii samaru i jednocześnie pojawienie się pasma niebieskiego o dużym natężeniu. Anjony biorą więc również udział w budowie centrów świecenia.

Przekazywanie energii od niebieskich centrów do centrów świecenia, związanych z różnymi aktywatorami może odbywać się albo bezpośrednio, jeśli centra te sąsiadują ze sobą, albo też poprzez pasmo podstawowe w przypadku, gdy centra te są od siebie odległe. Ten fakt, że wydajność kwantowa świecenia sensybilizowanego jest znacznie większa przy pochłanianiu w obszarze 332—342 m μ (pochłanianie w centrach „niebieskich”) niż przy pochłanianiu w sieci podstawowej przemawia za przypuszczeniem, że w tym pierwszym przypadku za pochłanianie i promieniowanie odpowiedzialny jest ten sam układ.

Również wspomniana zmiana widma świecenia samaru spowodowana przez wprowadzenie soli chlorowców daje się objaśnić na gruncie tej samej hipotezy. Mianowicie, wprowadzenie jednowartościowego anjonu chlorowca, podobnie jak wprowadzenie trójwartościowego kationu samaru, powoduje — zgodnie z zasadą kompensacji ładunku elektrycznego — powstanie luki po cynku, tzn. nieobsadzonego kationowego węzła sieci kryształicznej. Wprowadzenie chloru pociąga więc za sobą wzrost koncentracji centrów niebieskiego świecenia, ponieważ zaś jednocześnie liczba centrów związanych z samarem nie ulega zmianie, więc przypada im mniejsza część pochłoniętej energii i natężenie ich świecenia spada „na korzyść” świecenia niebieskiego.

Jeśli jednak przypuszczenie o zlokalizowaniu się trójwartościowego jonu samaru w sąsiedztwie luki po cynku wydaje się z punktu widzenia neutralizacji elektrycznej — uzasadnione, to sąsiedztwo jednowartościowego jonu miedzi i takiejże luki jest mało prawdopodobne. Z drugiej zaś strony widmo wzbudzania luminoforu ZnS—Cu posiada takie samo maksimum w obszarze 332—342 m μ jak i luminoforu ZnS—Sm.

Ponieważ dla objaśnienia tego samego faktu należałoby w obu luminoforach szukać tej samej przyczyny, więc trzeba wziąć pod uwagę i tę możliwość, że centrum wzbudzenia i centrum świecenia znajdują się w różnych miejscach sieci, a przekazywanie stanu jonizacji od „niebieskich” centrów do centrów aktywatorów następuje przez wędrówkę dziu-

ry w paśmie podstawowym. Praca Pipera i Williamsa [7], którzy stwierdzili dla nieaktywowanego ZnS wąskie pasmo fotoprzewodnictwa przy $\lambda = 334 \text{ m}\mu$ wskazuje, że niebieskie centra istotnie ulegają jonizacji. Winokurov i Fock [8], [9] zauważyli również, że ze wzrostem natężenia światła wzbudzającego natężenie świecenia niebieskiego rośnie silniej niż liniowo, co wskazuje, że może być ono wygaszane „zewnątrznie”, to znaczy nie podczas samego aktu przejścia promienistego. Wynikałoby więc stąd, że świecenie niebieskie towarzyszy rekombinacji zjonizowanych centrów. Jeśli jednak centra aktywatorowe nie byłyby bezpośrednio związane z centrami niebieskimi, to niezrozumiały stawałby się wzrost wydajności świecenia sensybilizowanego przy przekazywaniu energii od centrów „niebieskich”.

Ostateczne rozstrzygnięcie tego zagadnienia wymaga dalszych badań.

Tłumaczyła P. Jaszczyn

Literatura

1. З. А. Трапезникова, В. В. Шаенко, ДАН СССР **106**, 230 (1956)
2. J. Prener, J. Am. Chem. Soc. **100**, 496 (1953)
3. F. Kröger, J. Dik'hof, J. Elektrochem. Soc. **99**, 144, (1952)
4. Шалимова, Изв. А. Н. СССР (серия физ.) **15**, 688 (1951)
5. Аленцев, Опт. и спектр. **1**, 240 (1956)
6. F. A. Kröger, H. J. Vink, J. Chem. Phys. **22** 250 (1954)
7. W. W. Piper, F. E. Williams, Phys. Rev. **36**, 659 (1952)
8. М. В. Фок, Опт. и спектр. **2**, N 4 (1957)
9. Л. А. Винокуров, М. В. Фок, опт. и спектр. **IV**, 118 (1958)
10. А. А. Маненков, А. М. Прокопов, З. А. Трапезникова, Н. В. Фок Опт и спект. **II**, 470 (1957)

III sesja Rady Naukowej ZIBJ

Dubna, 20—24 XI 1957 r.

W dniach od 20 do 24 XI 1957 r. odbyła się w Dubnej pod Moskwą w siedzibie Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych III sesja Rady Naukowej tego Instytutu oraz w dniach 25—26 XI zebranie Komitetu Pełnomocnych Przedstawicieli Rządów państw uczestniczących w Instytucie, który jest najwyższym organem Instytutu. Sesja Rady Naukowej poświęcona była przedyskutowaniu sprawozdań dyrekcji i kierowników laboratoriów z wykonania planu prac naukowych w 1957 r. oraz programu prac na rok przyszły. Komitet zaś Pełnomocników na podstawie przyjętego planu naukowego zatwierdził plan finansowy, etatowy, sprawy rozbudowy Instytutu oraz inne sprawy organizacyjne.

O pracy naukowej w ZIBJ składali sprawozdania kierownicy laboratoriów. W Instytucie jest obecnie 5 laboratoriów, a mianowicie:

1. Laboratorium Wysokich Energii (LWE) — dyrektor prof. W. I. Weksler.
2. Laboratorium Problemów Jądrowych (LPJ) — dyrektor prof. W. P. Dżelepów.
3. Laboratorium Fizyki Neutronowej (LFN) — dyrektor prof. I. M. Frank.
4. Laboratorium Reakcji Jądrowych (LRJ) — dyrektor prof. G. P. Flerow.
5. Laboratorium Fizyki Teoretycznej (LFT) — dyrektor prof. N. N. Bogolubow.

Omówimy kolejno zagadnienia naukowe każdego z tych laboratoriów.

Prof. Weksler w swoim referacie naświetlił stan prac badawczych na głównym urządzeniu Instytutu, największym obecnie akceleratorze świata, synchrofazotronie na 10 GeV. Jak już wiadomo, na wiosnę 1957 r. synchrofazotron został uruchomiony i otrzymano po raz pierwszy w laboratorium cząstki o energii 10 GeV. Rozpoczęto pierwsze prace doświadczalne, mianowicie naświetlanie w komorze przyspieszeń przez wiązkę protonową klisz jądrowych. Ponieważ jednak przegląd i analiza naświetlonych klisz jest bardzo żmudną pracą, wymagającą dość długiego czasu, w chwili obecnej znane są tylko wstępne rezultaty. Trzeba zaznaczyć, że już sam fakt otrzymania setek gwiazd spowodowanych cząstkami o danej dokładnie energii jest ważny dla porównania z danymi otrzymanymi przez cząstki promieni kosmicznych oraz cząstki z akceleratorów o niższych energiach.

W związku ze sprawą przeglądu i analizy klisz Rada Naukowa wysunęła bardzo ważne zagadnienie, a mianowicie kwestię automatyzacji przeglądu klisz i szybkiej analizy otrzymanych wyników. Zbyt długi okres czasu niezbędny dla odcyfrowania i analizy rezultatów hamuje prace; należy poczynić starania, aby znacznie zautomatyzować proces opracowania. Obok tych pierwszych prac eksperymentalnych wysiłki skierowane są w dwóch kierunkach. Po pierwsze na budowę nowej aparatury dla eksperymentalnego pawilonu, gdzie będzie wyprowadzona wiązka protonowa i po drugie na udoskonalenie urządzeń synchrofazotronu jak np. urządzenia dla wstrzykiwania protonów, zwiększenie próżni do $5 \cdot 10^{-6}$ mm Hg, doprowadzenie natężenia wiązki do zaprojektowanej wielkości przez zmniejszenie strat cząstek podczas przyspieszenia itd. Pełny program prac będzie realizowany po uzyskaniu zaprojektowanego natężenia wiązki.

Sprawozdanie z działalności Laboratorium Problemów Jądrowych złożył W. P. Dżelepowa. LPJ jest najstarszym z laboratoriów Instytutu i osiągnęło już na synchrociklotronie 680 MeV szereg poważnych wyników naukowych. Sprawozdanie z pracy tego laboratorium można znaleźć w artykule W. Dżelepowa i B. Pontecorvo w czasopiśmie „Atomnaja energia”. Ponadto fizycy w Warszawie i Krakowie w październiku 1957 r. mieli okazję wysłuchać referatu dyrektora laboratorium prof. Dżelepowa, który odwiedził nasze główne ośrodki jądrowe.

Nim pokrótce scharakteryzujemy prace prowadzone w LPJ warto zwrócić uwagę na udoskonalenia i różnego rodzaju pomysły techniczne mające na celu zwiększenie natężenia wiązki protonowej i maksymalnego wykorzystania maszyny. W 1957 r. natężenie wewnętrznej wiązki zwiększono dwa razy, zaś gęstość wiązek wyprawadzonych na zewnątrz wzrosły trzy- i dwudziestokrotnie, jeśli poprzednio obserwacja trwała 15 godzin średnio, to obecnie trwa tylko 1 godzinę.

Można obecnie przytoczyć przykładowo niektóre prace wykonane w ub. r. w LPJ, które stanowią istotny wkład do fizyki nukleonów i mezonów π .

1. Eksperymenty grupy kierowanej przez M. Mieszczeriakowa nad bezpośrednim wybijaniem deuteronów z lekkich jąder.
2. Eksperymenty grupy Dżelepowa nad tworzeniem się mezonów przy zderzeniach nukleon-nukleon.
3. Tworzenie się mezonów π przy zderzeniach mezonów z jądrami (grupa Pontecorvo).
4. Doświadczenia z mezonami μ w związku z parzystością cząstek.
5. Uruchomienie generatora elektrostatycznego dla przyspieszania jonów trytu.
6. Budowa różnorodnej aparatury dla nowych metod badania cząstek wysokich energii.

Przedstawiony plan badań na 1958 r. obejmuje m. in. następujące problemy:

1. Elastyczne rozpraszanie spolaryzowanych wiązek nukleonów o energii 680 MeV na nukleonach, deuteronach i jądrach złożonych. Badanie potrójnego rozpraszania i korelacji spolaryzowanych nukleonów w przypadku elastycznego rozpraszania nukleonów na nukleonach.
2. Badanie trójnukleonowych oddziaływań w przypadku zderzeń $p-d$ w celu otrzymania danych o siłach trójcząstkowych w zakresie energii 500—680 MeV.
3. Badanie procesów kreacji naładowanych i neutralnych mezonów π przy zderzeniach nukleon-nukleon i nukleon-jądro. Zjawisko polaryzacji w procesach tworzenia się mezonów π .
4. Rozproszenie mezonów π o energii do 400 MeV na nukleonach i jądrach. Rozproszenie wymienne, rozproszenie ze zmianą ładunku, absorpcja mezonów π .
5. Procesy tworzenia się mezonów π przy zderzeniach mezonów π z nukleonami i jądrami w pobliżu progu energii reakcji.
6. Badanie właściwości mezonów μ i słabych oddziaływań.
7. Radiochemiczne badania reakcji jądrowych przy dużych energiach.
8. Badanie reakcji $T + T$, $2n + {}^4\text{He}$ w przedziale energii 50—300 keV, następnie reakcji $T + {}^3\text{He}$ w przedziale energii 200—1000 keV.

Zaplanowano również szereg prac na synchrofazotronie, jak np. badanie oddziaływań mezonów π i K z nukleonami i jądrami, oraz szereg innych.

Prof. Frank referował stan prac w LFN. Laboratorium to zostało powołane na II seji Rady Naukowej w maju ub. r. i znajduje się jeszcze w stadium organizacji. W pracy tego laboratorium zainteresowane są wszystkie kraje uczestniczące w ZIBJ, ponieważ rozpoczynające się w naszych krajach prace na reaktorach będą odgrywały ważną rolę w badaniach fizycznych. Koordynacja więc prac z fizyki neutro-

nowej, wypracowanie wspólnej tematyki poprzez konferencje robocze, z których pierwsza odbyła się 3.XII 1957 r. w Dubnej, będzie nową formą działalności Instytutu.

Plan prac na 1958 r. przewiduje montaż i uruchomienie reaktora, pomiary natężeń neutronów i tła promieni gamma, budowa odpowiedniej podstawowej aparatury do spektrometrii neutronowej, do rejestracji i detekcji neutronów.

Na III sesji wydzielono z LPJ dział zajmujący się zagadnieniem przyspieszania ciężkich jonów i utworzono Laboratorium Reakcji Jądrowych. W charakterze dyrektora laboratorium wybrano w tajnym głosowaniu prof. G. Flerowa, znanego m. in. ze wspólnego z Pietrzakiem odkrycia samorzutnego rozszczepienia uranu. Przedstawiony program działalności naukowej nowego laboratorium przewiduje możliwość otrzymania, za pomocą przyśpieszonych do energii 15 MeV na każdy nukleon ciężkich jonów, transuranowych pierwiastków, zbadanie typu rozpadu (rozpad alfa, wychwyt elektronów, spontaniczne rozszczepienie), okresu połowicznego zaniku, energii cząstek alfa, energii przejść promienistych przy wychwycie elektronów, co pozwoli na bardziej pełną systematyzację właściwości promieniotwórczych jąder i zrozumienie przyczyn ich trwałości. Wzbogaci to nasze wiadomości o spontanicznym rozszczepieniu jąder, o widmie masowym i energetycznym fragmentów, o liczbie neutronów wyrzucanych przy każdym rozszczepieniu, pozwoli lepiej zrozumieć mechanizm rozszczepienia. Zbadanie właściwości chemicznych nowych pierwiastków, wykorzystanie jonów dla kulombowskiego wzbudzenia jąder, dla otrzymania jąder o dużym momencie pędu (l rzędu 100—500) i cały szereg innych zagadnień.

Z działalności Laboratorium Fizyki Teoretycznej składał sprawozdanie prof. N. Bogolubow. W 1957 r. wyszło z laboratorium 67 prac naukowych, opublikowano trzy monografie m. in. *Kwantowa teoria pola* (Bogolubow i Szirkow) *Hiperony i mezony K* (Markow), opracowano trzy przeglądy (Błochincew — o nielokalnych i nieliniowych teoriach pól i inne). Należy podkreślić trzy zasadnicze momenty w związku z tymi pracami:

1. Osiągnięto istotne wyniki w rozwoju teorii związków dyspersyjnych (patrz artykuł w „Postęпах Fizyki”).

2. Opracowano nową metodę w teorii nadprzewodnictwa, która umożliwia stworzenie konsekwentnej teorii stanu nadprzewodzącego (teoria ta zostanie omówiona na łamach „Postępów Fizyki”).

3. Osiągnięto wyniki w rozwoju ogólnej teorii rozpraszania oraz półfenomenologicznej teorii reakcji jądrowych.

Prace Bogolubowa w teorii związków dyspersyjnych i teorii nadprzewodnictwa uzyskały światowy rozgłos.

Istniejące w laboratorium grupy teoretyczne zajmują się i mają w programie następujące zagadnienia:

grupa pod kierownictwem Bogolubowa — związki dyspersyjne, struktura cząstek elementarnych, nowe cząstki;

grupa Markowa — ogólna teoria rozpraszania, słabe oddziaływania, nowe cząstki;

grupa Smorodińskiego — ogólna teoria rozpraszania, związki dyspersyjne, słabe oddziaływania;

grupa Ning Hu — struktura cząstek elementarnych, słabe oddziaływania;

grupa matematyczna pod kierunkiem Fomina — wyliczenia na maszynach matematycznych;

grupa Blochincewa — zagadnienia struktury nukleonu, obliczanie reakcji, interpretacja i ścisła więź z eksperymentem, np. analiza i interpretacja teoretyczna doświadczeń Mieszczeriakowa nad wybijaniem neutronów.

Na III sesji Rady Naukowej i na posiedzeniu komitetu Pełnomocników omówiono także szereg spraw ważnych nie tylko dla samego ZIBJ, lecz również dla rozwoju fizyki w naszych krajach. Przytoczyć należy parę przykładów.

Po pierwsze dyskutowano szeroko nad koniecznością koordynacji przez Instytut prac naukowych wszystkich naszych krajów w tych dziedzinach, które reprezentowane są w Instytucie. Jako przykład takiej koordynacji przytaczano prace na kłiszach jądrowych. Koordynacja taka może objąć również inne problemy, jak np. fizykę neutronową, reakcje jądrowe, radiochemię i oczywiście fizykę teoretyczną. Już na II sesji Rady w maju 1957 r. uchwalono zwołać szereg konferencji roboczych dla takiego skoordynowania prac i programu działania. Konferencje takie będą organizowane przez dyrekcję Instytutu w coraz szerszej skali.

Po drugie omówiono konieczność coraz bardziej ścisłych kontaktów naukowych między Instytutami poszczególnych krajów. Kontakty takie powinny mieć miejsce przez wzajemne robocze wizyty zarówno kierowniczych pracowników ZIBJ, dyrektorów laboratoriów, kierowników grup jak i pracowników naukowych. W 1957 r. takie kontakty miały już miejsce, w przyszłości należy je jeszcze zwiększyć. Podnoszono również sprawę wzmocnienia stosunków między krajami uczestniczącymi w ZIBJ również poprzez Instytut.

Po trzecie sprawa kształcenia kadr, podjęta przez polską delegację, znalazła żywy oddźwięk i została poparta przez Radę Naukową i Komitet Pełnomocników. Taki potężny ośrodek naukowy musi być jednocześnie bazą szkolenia młodej kadry fizyków. W tym celu należy zorganizować specjalne seminaria, wykłady specjalistyczne dla pracowników Instytutu, a nawet pójść dalej i utworzyć oddział uniwersytetu moskiewskiego, aby umożliwić studentom V roku wykonanie pracy magisterskiej, zaznajomienia się z pracą Instytutu i nowoczesną techniką eksperymentalną. Jest to sprawa dłuższa, wymagająca przepracowania. W bardzo poważnym stopniu pomoże ona uczestniczącym krajom w kształceniu kadr fizyków.

Na zakończenie należy podkreślić atmosferę zrozumienia, dyskusji, gotowości wzajemnej pomocy. Sesja odbywała się w dniach ogłoszenia Deklaracji partii robotniczych i komunistycznych naszych krajów, wszyscy byli pod wrażeniem tej Deklaracji i często była przytaczana w rozważaniach, jako dokument, z którego wszyscy powinniśmy wyciągnąć wnioski w swojej pracy.

K. Majewski

Konferencja

„Teoria pasmowa metali i struktura powierzchni Fermiego“

Londyn, 19 i 20 XII 1957

W dniach 19 i 20 grudnia 1957 r. Brytyjskie Towarzystwo Fizyczne urządziło konferencję na temat „Teoria pasmowa metali i struktura powierzchni Fermiego”. Ta bardzo specjalistyczna konferencja zgromadziła przeszło 200 osób z Wielkiej Brytanii. Było też paru gości z Francji, Belgii i Holandii. W drugim dniu konferencji przybył ze Świerdłowska prof. S. Wonsowski. Posiedzenia odbywały się w Imperial College w Londynie i były zorganizowane przez pracowników tej uczelni.

Pierwszy referat wygłosił prof. N. F. Mott, prezes Towarzystwa Fizycznego, piastujący obecnie najważniejszą katedrę fizyki w Anglii, katedrę w Cavendish Labo-

ratory Uniwersytetu w Cambridge. Prof. Mott mówił o teorii pasmowej i ferromagnetyzmie metali przejściowych. Wysuwa on, od wielu zresztą lat, tezę, że w takich metalach przejściowych jak Fe i Cr pasmo elektronów $3d$ dzieli się na dwa pasma, które powinny być opisane przez różne przybliżenia: trzy orbitale typu xy hybrydyzowanie z funkcjami $4s$ i $4p$ mają dawać szerokie pasmo odpowiedzialne za wiązanie metaliczne i przewodnictwo, natomiast dwie orbitale typu x^2-y^2 powinny dawać wąskie pasmo, w którym elektrony nie przewodzą prądu a dają główny przyczynek do ferromagnetyzmu. Takie postawienie sprawy jest sprzeczne z poglądami J. C. Slatera. Pewne jednak nowe wyniki doświadczalne interpretowane są przez Motta na korzyść jego teorii. R. J. Weiss (USA) stwierdził w 1957 r. na podstawie analizy rentgenowskiej metali przejściowych, że liczba elektronów d przypadających na jeden atom wynosi w Ni 9,5, w Co 8,5, natomiast w Fe 2,3, w Cr 0,2 ($\pm 0,4$).

Nowe eksperymentalne dane dotyczące absorpcji i widm emisyjnych rentgenowskich w Al, Fe, Ni, Cu przedstawiła pani Y. Cauchois z Paryża, a dane dotyczące widm emisyjnych metali alkalicznych dr J. A. Catterall z National Physical Laboratory (Teddington).

V. Heine (Cambridge University) przedstawił krótko wyniki swoich obszernych obliczeń struktury pasmowej aluminium, wykonanych metodą ortogonalizowanych fal płaskich. Uzyskał on nadzwyczajną samozgodność, mimo, że w punktach symetrycznych przestrzeni k uwzględniał jedną tylko falę płaską, a w innych punktach cztery fale płaskie.

W. M. Lomer (Harwell) przedstawił wyniki wykonanych przez E. C. Ridley rachunków struktury pasmowej metalicznego uranu. W uranie poza powłokami $(6s)^2 (6p)^6$ znajduje się sześć elektronów, które mogą zapierać poziomy $7s$, $7p$, $6d$ albo $5f$ leżące blisko siebie na skali energii. Postępując się metodą Wignera-Seitza wyznaczono funkcje falowe przy założeniu paru konfiguracji najbardziej prawdopodobnych i otrzymano wartości własne energii.

Interesujące rachunki poziomów elektronowych w jednowymiarowym modelu struktury nieuporządkowanej przedstawił prof. R. Eisenschitz (Queen Mary College, Londyn). Pewne nowe próby ujęcia zagadnienia wieloelektronowego przedstawił R. S. Leigh (Harwell) i J. Hubbard (Harwell).

Prof. H. Jones (Imperial College) przedstawił dane eksperymentalne i teoretyczne dotyczące ciepła właściwego elektronowego w metalach. Współczynnik temperaturowy ciepła liniowego czyli elektronowego zależy nie tylko od gęstości stanów elektronowych. Powinien zależeć także od drgań sieci krystalicznej metalu. Prof. Jones podał teorię, która ustala związek między tym współczynnikiem a stałymi elastycznymi metalu. Teoria ta przewiduje, iż ciepło właściwe elektronowe w pewnych stopach metalicznych powinno wykazywać osobliwość, trzeba jednak powiedzieć, że ostatnie krzywe doświadczalne J. A. Rayne'g'o (1957) nie wykazują tego rodzaju anomalii.

Najbardziej interesującym referatem konferencji było niewątpliwie sprawozdanie J. R. Schrieffera z postępów w nowej teorii nadprzewodnictwa wysuniętej w lutym 1957 r. przez Bardeena, Coopera i Schrieffera (University of Illinois, Urbana). Teoria ta, oparta na uwzględnieniu oddziaływania elektron-fonon w metalach, przepowiada istnienie w fazie nadprzewodzącej przerwy energetycznej dla wzbudzeń pojedynczych elektronów. Ostatnie doświadczalne pomiary czasów relaksacji rezonansu jądrowego, absorpcji mikrofalowej i ultradźwiękowej dają już nie tylko jakościowe ale i ilościowe potwierdzenie tej bardzo interesującej, mikro-

skopowej teorii. Można dziś twierdzić, że zagadnienie nadprzewodnictwa zostało w zasadzie wyjaśnione.

Drugi dzień konferencji poświęcony był przede wszystkim tym pracom, które pozwalają wysnuć wnioski co do kształtu powierzchni Fermiego. Rozpoczął go referat prof. D. Schoenberga (Mond Laboratory, Cambridge), który dał znakomite wprowadzenie w zagadnienie zjawiska de Haasa — van Alphen a. Zjawisko to polegające, najogólniej mówiąc, na oscylacjach energii swobodnej w metalu pod wpływem włączania pola magnetycznego, pozwala zmierzyć bezpośrednio wielkość przekroju ekstremalnego powierzchni Fermiego. Wykonując pomiary przy różnych orientacjach kryształu, można wysnuć daleko idące i dosyć kompletne wnioski dotyczące struktury powierzchni Fermiego, tak bardzo niedostępnej na ogół bezpośrednim obserwacjom.

Dr A. Gold z Mond Laboratory przedstawił piękne wyniki swoich pomiarów efektu de Haasa — van Alphen a w ołowiu. Wykonując ogromną ilość tych pomiarów dr Gold potrafił je zinterpretować posługując się obrazem kolejno wypełnianych stref Brillouina. Wydedukowana z wyników doświadczenia zapełniona objętość strefy Brillouina pozwala znaleźć liczbę nośników prądu w danej strefie. I tak w ołowiu w całkowicie zapełnionej pierwszej strefie znajdują się dwa elektrony, w drugiej strefie, w której powierzchnia Fermiego jest kulą powinno być, jak wynika z pomiarów, 0,39 elektronów (dziur), podczas gdy teoria swobodnych elektronów przewiduje 0,54. W trzeciej strefie powierzchnia Fermiego jest bardzo skomplikowanego kształtu i obejmuje 0,38 elektronów (teoria swobodnych elektronów przewiduje 0,48), wreszcie w czwartej strefie powierzchnia Fermiego obejmuje trzy obszary rozłączne i zawiera 0,11 elektronów (teoria swobodnych elektronów przewiduje 0,06). Piąta strefa jest pusta, mamy więc ogółem 4,10 elektronów czyli ujemnych nośników prądu wobec 4,00 w teorii elektronów swobodnych.

Wysnuć można dalej wniosek o współczynniku ciepła elektronowego. Współczynnik ten z pomiarów efektu de Haasa — van Alphen a jest w ołowiu $3,2 (\pm 0,8)$ razy większy niż według teorii swobodnego elektronu. Tego rodzaju pomiary i wnioski z nich stanowią niezwykle cenne źródło informacji o strukturze powierzchni Fermiego, które dobrze zgadzają się z danymi z takich źródeł jak rezonans cyklotronowy czy efekt naskórkowy.

O rezonansie cyklotronowym w metalach mówił interesująco R. G. Chambers (Cambridge University). O efekcie naskórkowym anomalnym mówił ekspert w tej dziedzinie A. B. Pippard (Cambridge University). Anomalny efekt ma miejsce wtedy, kiedy głębokość wnikania pola magnetycznego w metalu jest mniejsza aniżeli droga swobodna elektronów. Pippard podał ostatnio bardzo prosty związek między oporem obserwowanym w efekcie anomalnym i całą z krzywizny powierzchni Fermiego. Posługując się swą teorią i danymi doświadczalnymi dla miedzi oraz czyniąc parę dość przekonujących założeń, Pippard wyprowadził kształt powierzchni Fermiego dla miedzi, który daje zgodność z wynikami doświadczalnymi. Pippard podkreślał, że cennych informacji dostarczyłyby pomiary własności optycznych miedzi i metali alkalicznych w nadfiolecie — trudność polega jednak, jak to wysuwano w dyskusji, na otrzymaniu czystych powierzchni tych metali, które byłyby wolne od tlenków.

Zreferowano jeszcze parę prac na temat przewodnictwa. Pracownicy z Harwell zreferowali pomiary rezonansu paramagnetycznego jądrowego w stopach metalicznych oraz mówili o własnościach ferromagnetycznych stopów. Dr Wolko w (Reading University) przedstawił krótko teorię oporu elektrycznego w ferromagnetykach, spowodowanego rozpraszaniem na spinach elektronowych.

Dyskusje prowadzone były prawie po każdym referacie, na ogół bardzo interesujące. Niewątpliwie teoria metali jest specjalnością Anglików, jakkolwiek ostatnimi czasy najbardziej intensywne rachunki w teorii pasmowej wykonują laboratoria amerykańskie. A można się spodziewać, że w tej właśnie dziedzinie potrzeba jeszcze ogromnej ilości rachunków, aby teoria pasmowa mogła przewidywać fakty albo przynajmniej ustalać ilościowe związki między różnorodnymi danymi doświadczalnymi.

M. Suffczyński

Nagroda Nobla

Nagrodę Nobla z fizyki za r. 1957 otrzymali dr Tsung Dao-Lee (Institute for Advanced Study, Princeton) i dr Chen Ning-Yang (Columbia University, New York) za obalenie zasady parzystości. Badania zachowania względnie niezachowania parzystości wynikały z dobrze w fizyce mezonów znanego faktu, że mezony Θ i τ , pozornie identyczne, rozpadają się na dwa, względnie trzy mezony π . To skierowało Yanga i Lee do przeprowadzenia krytycznej analizy danych doświadczalnych przemawiających za prawem zachowania parzystości. Doszli do wniosku, że w przypadku słabych oddziaływań, jak na przykład w rozpadzie β , dane doświadczalne są całkowicie niewystarczające i zaproponowali przeprowadzenie szeregu prób, z których pierwsza dotyczyła rozkładu kąтового promieniowania β wysyłanego z jądra spolaryzowanego. Doświadczenie to, wykonane w US Bureau of Standards w początkach 1957 r. wykazało, że parzystość nie zostaje zachowana. Drugie doświadczenie, przeprowadzone w Uniwersytecie Columbia przez panią C. S. Wu, dotyczyło rozpadu mezonów π i μ . Okazało się, że elektrony dodatnie z rozpadu mezonów μ^+ są wysyłane głównie w kierunku przeciwnym do kierunku biegu mezonów μ . Wyniki te zostały potwierdzone przez doświadczenia wykonane w wielu innych laboratoriach.

Medal K. T. Comptona

Ku czci niedawno zmarłego wybitnego fizyka amerykańskiego K. T. Comptona American Institute of

Physics ustanowił nagrodę w postaci złotego medalu. Pierwszy medal został przyznany dr G. P. Pegramowi, długoletniemu vice-prezydentowi Uniwersytetu Columbia. Ceremonia odbyła się w dniu 21 października 1957 r. w otwartym w tym dniu gmachu Instytutu. Wręczenia w imieniu Instytutu dokonał Filip książę Edynburski.

Dr Pegram był jednym z założycieli oraz długoletnim sekretarzem i skarbnikiem American Institute of Physics. Kiedy w marcu 1939 r. Enrico Fermi i J. R. Dunning stwierdzili na podstawie doświadczeń wykonanych w Uniwersytecie Columbia, że przy rozszczepieniu jąder uranu zachodzi wyzwole nie energii, dr Pegram był tym, który pierwszy zwrócił się do rządu Stanów Zjednoczonych w sprawie praktycznego wykorzystania tego zjawiska do obrony państwa. Był to zaczątek akcji, która doprowadziła do wytworzenia pierwszych bomb atomowych.

Odnaczenie Kathleen Lonsdale

Za wyróżniające się badania nad strukturą i wzrostem kryształów Dame Kathleen Lonsdale została odznaczona przez brytyjskie Towarzystwo Królewskie Medalem Devy'ego.

Pamięci Landsberga

25 marca 1957 r. odbyło się wspólne uroczyste posiedzenie Wydziału Nauk Matematyczno-Fizycznych Akademii Nauk ZSRR, Instytutu Fizyki im. P. N. Liebidiewa Akademii Nauk ZSRR, Komisji Spektroskopii Wydziału Nauk Matematyczno-Fizycznych Akademii Nauk ZSRR i Moskiewskiego Instytutu Fizyko-Technicznego dla uczczenia pamięci

zmarłego w dniu 2 lutego 1957 r. akademika Grigoria Samuilowicza Landsberga. Na zebraniu tym przemawiali I. J. Tamm i S. L. Mandelstam. Tekst przemówienia Tamma i rozszerzony referat Mandelstama zostały opublikowane w październikowym zeszycie *Uspiechów Fizycznych Nauk*, który zawiera również szereg artykułów uczniów i współpracowników Landsberga:

M. M. Suszczynski i P. A. Bazulin — Zastosowanie kombinacyjnego rozproszenia światła do badania składu i struktury substancji,

B. I. Małyszew — Badanie wiązania wodorowego metodami spektroskopii,

I. L. Fabieliński — Niektóre zagadnienia molekularnego rozpraszania światła w cieczech,

I. A. Jakowlew i T. S. Wieliczka — Dwa nowe zjawiska przy przemianach fazowych drugiego rodzaju,

W. G. Korycki, W. W. Nalimow, W. B. Niedler, S. M. Rajskij, A. K. Rusanow i Ł. M. Filimonow — Krótki zarys historii rozwoju emisyjnej analizy widmowej w ZSRR,

W. A. Fabrikant — G. S. Landsberg jako autor i redaktor podręczników fizyki.

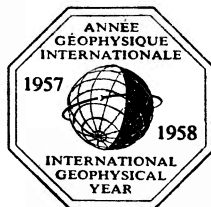
Północny Instytut Teoretyczny Fizyki Atomowej

Pięć krajów północnych (Dania, Finlandia, Islandia, Norwegia i Szwecja) postanowiły utworzyć wspólną organizację pod przewodnictwem prof. Nielsa Bohra, w celu wzmocnienia współpracy naukowej w zakresie fizyki atomowej. Jednym z głównych zamierzeń organizacji jest założenie Nordisk Institut for Teoretisk Atomfysik w Kopenhadze, w gmachu, który będzie wybudowany przez rząd duński w bezpośrednim sąsiedztwie istniejącej siedziby Instytutu Fizyki Teoretycznej uniwersytetu w Kopenhadze. Inne zamierzenia

obejmują wymianę uczonych krajów północnych, urządzenie sympozjonów i zapraszanie uczonych z innych krajów do północnych instytucji fizycznych.

Pracownicy Północnego Instytutu będą mieli zadania badawcze i dydaktyczne. Młodzi fizycy z krajów uczestniczących w organizacji będą mieli sposobność kształcenia się na wyższym poziomie w zakresie teoretycznej fizyki atomowej. Na okres przejściowy do czasu zawarcia formalnego porozumienia pomiędzy rządami państw należących do organizacji dyrektorem Instytutu został C. Møller, współpracować z nim mają G. Källén, B. Mottelson i S. Rozental. W czasie nieobecności C. Møllera, który wyjechał do Stanów Zjednoczonych, obowiązki dyrektora pełni G. Gustafson. Od 1 lutego b.r. do stałego zespołu pracowników Instytutu wszedł L. Rosenfeld.

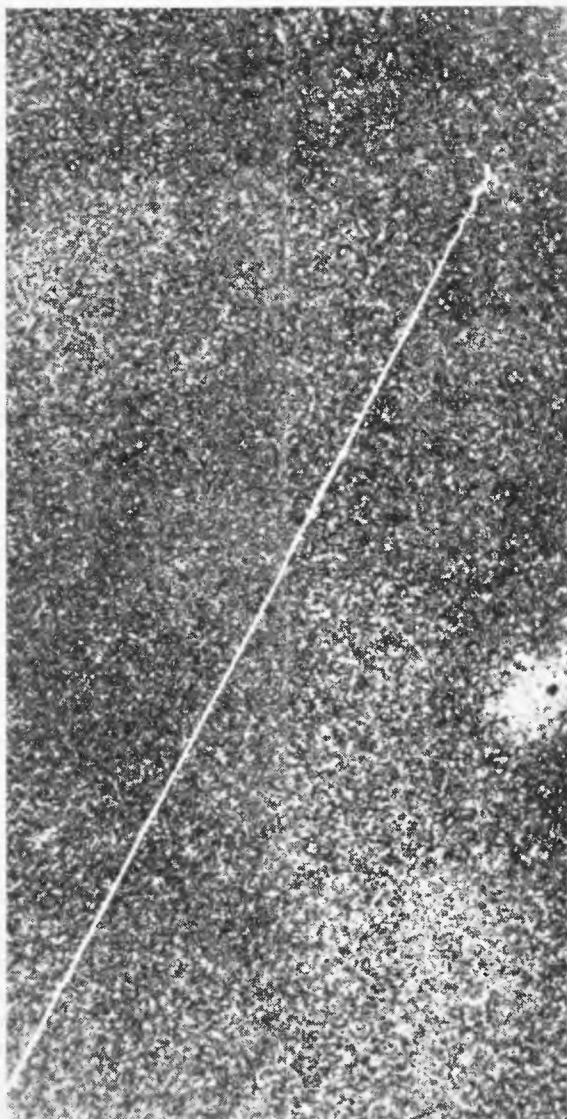
Sputnik



Wypuszczenie sztucznych satelitów jest nie tylko wielkim osiągnięciem techniki radzieckiej, ale również otwiera szerokie możliwości badaniom naukowym. Sztuczny satelita może unosić aparaty pomiarowe, których wskazania przekazywane są drogą radiową, ale nawet samo śledzenie toru dostarcza już cennych informacji o rozrzedzonej materii poza granicami atmosfery w zależności od wysokości, o natężeniu pola grawitacyjnego Ziemi, co pozwala wyciągnąć wnioski co do kształtu bryły ziemskiej i rozkładu masy w niej. Dalszą grupę informacji można uzyskać przez odbiór sygnałów radiowych, nadawanych przez satelitę, bez związku z ich treścią dotyczącą stanu przyrządów pomiarowych. Na podstawie zmian natężenia sygnałów wyciąga się wnioski o rozkładzie gęstości elektronów w jonosferze. Satelity mogą rów-

nież służyć jako punkty odniesienia w pomiarach geodezyjnych, co umożliwi dokładny pomiar odległości między punktami położonymi po przeciwnych stronach oceanów. Wykorzystując treść na-

które się z nim zderzają. Osobne grupy zagadnień wiążą się z badaniami widma promieniowania Słońca w całej rozciągłości od podczerwieni aż do promieni X oraz z badaniem pierwotnego pro-



dawanych sygnałów będzie można dowiedzieć się o ciśnieniu otoczenia satelity, o temperaturze jego zewnętrznych ścianek, o masie, pędzie i kierunku nadlatywania mikrometeorytów,

mieniowania kosmicznego, które podlega bardzo znacznej ewolucji przy przejściu przez atmosferę.

Czasopismo *Uspiechy Fizycznych Nauk* wydało we wrześniu ub.r. specjal-

ny zeszyt (zeszyt 1a tomu LXIII) poświęcony naukowemu aspektom wypuszczenia sztucznych satelitów. Na treść numeru składają się następujące artykuły:

D. J. Ochocimski, T. M. Eniejew — Niektóre ważniejsze zagadnienia wariacyjne związane z wypuszczeniem sztucznego satelity Ziemi,

D. J. Ochocimski, T. M. Eniejew, G. P. Taratynowa — Obliczanie czasów obiegu sztucznego satelity Ziemi i badanie zmian sekularnych jej orbity,

G. P. Taratynowa — O ruchu sztucznego satelity w centralnym polu ciężenia Ziemi przy uwzględnieniu oporu atmosferycznego,

I. M. Jaszczunski — O wpływie czynników geofizycznych na ruch satelity,

W. A. Jegorow — O niektórych problemach dynamiki lotu na Księżyc,

W. L. Ginzburg — Wykorzystanie sztucznych satelitów Ziemi dla sprawdzenia ogólnej teorii względności,

W. S. Wawilow, W. M. Małowieckaja, G. N. Gałkin, A. P. Landsman — Słoneczne baterie krzemowe jako źródło energii elektrycznej dla sztucznych satelitów Ziemi,

S. N. Wiernow, W. L. Ginzburg, L. W. Kurnosowa, L. A. Razorienow, N. I. Fradkin — Badanie składu pierwotnego promieniowania kosmicznego.

Grudniowy zeszyt czasopisma *Discovery* notuje różne wypowiedzi na temat Sputnika:

Kontradmiral Rawson Bennett, szef działu badawczego marynarki Stanów Zjednoczonych: „Satelita jest żelazną skorupą, którą każdy mógłby wypuścić.”

Cabot Lodge, delegat Stanów Zjednoczonych do ONZ: „Podobnie jak energia jądrowa, narzędzie to może służyć celom pokojowym, albo do tego, aby rozzerwać nas na strzępy.”

Sir Owen Wansbrough-Jones, główny doradca naukowy brytyjskiego Ministerstwa Dostaw: „Mam nadzieję, że ludzie nie ulegną fałszywemu wrażeniu, że ten wielki eksperyment naukowy ma bliski związek z problemami obrony. W istocie niewiele może dla nich uczynić i niewiele z nich rozwiązuje.”

Prof. A. C. B. Lovell, członek Towarzystwa Królewskiego, dyrektor obserwatorium Jodrell Bank: „Myślę, że to jest zupełnie zdumiewające, chyba największa rzecz, jaka wydarzyła się w historii nauki.”

Sir Hartley Shawcross, były brytyjski Prokurator Generalny: „Nie sądzę, aby prawo międzynarodowe stosowało się do księżyca.”

Nikita Chruszczow: „Teraz bombowiec i myśliwiec mogą iść do muzeum.”

Lord Hailsham, przewodniczący organizacji partyjnej konserwatystów: „Czymkolwiek jest satelita, to napewno jest triumfem wykształcenia technicznego.”

Dr Joseph Kaplan, przewodniczący amerykańskiego komitetu Międzynarodowego Roku Geofizycznego: „Fantastyczne.”

Anonimowe zapytanie telefoniczne do brytyjskiego Ministerstwa Lotnictwa: „Dlaczego samoloty RAF nie wzlatają aby go zestrzelić?”

Wielkie osiągnięcia mikroskopii jonowej

W Laboratorium Emisji Polowej Uniwersytetu Stanu Pennsylvania udało się w wyniku długoletnich prac uzyskać w emisyjnym mikroskopie jonowym obraz siatki krystalicznej metalu. Prof. Erwin W. Müller zbudował aparaturę mikroskopową, której istotną częścią jest igła metalowa z ostrzem o krzywiznie powierzchni rzędu 1:700 Å. Ostrze to jest chłodzone ciekłym wodorem. Obraz powierzchni ostrza powstaje na ekranie znajdującym się w pobliżu i stanowiącym część naczynia

próżniowego zawierającego igłę. Igła jest anodą a naczyńce wraz z ekranem — katodą układu. W pobliżu ostrza powstaje bardzo silne pole elektryczne wywołujące emisję jonów z powierzchni metalu. Jony te biegną wzdłuż linii sił pola elektrycznego i dochodzą do ekranu, gdzie tworzą obraz siatki krystalicznej ostrza. Zdolność rozdzielcza urządzenia jest tak wielka, że na otrzymanych obrazach można odróżnić poszczególne atomy siatki.

W jednym z najbliższych zeszytów *Postępów Fizyki* ukaże się artykuł prof. J. Nikliborca omawiający ten temat bardziej szczegółowo.

Międzynarodowe Kolokwium Spektroskopii Interferometrycznej

W pierwszych dniach września 1957 r. odbyło się w Bellevue pod Paryżem Międzynarodowe Kolokwium Spektroskopii Interferometrycznej, zorganizowane przez Centre National de la Recherche Scientifique. Otwierając zebranie przewodniczący — prof. P. J a c q u i n o t — przedstawił zalety metody interferometrycznej w porównaniu ze spektroskopią siatkową czy przyrządczą. W interferometrii różnica dróg zależy tylko w małym stopniu od kąta, co pozwala na uzyskanie większej świetlności. Szereg referatów dotyczył metod rejestracji przy pomocy fotopowielaczy i spektroskopii wielokanałowej. Bardzo ciekawy układ przedstawił P. C o n n e s, który użył dwóch płaskich siatek, grających rolę zwierciadeł w interferometrze Michelsona. Omówiono również nowe osiągnięcia w zakresie stosowania cienkich warstw dielektrycznych w interferometrii.

Wygłoszone referaty mają być opublikowane w *Journal de Physique*.

Izotopy promieniotwórcze w badaniach naukowych

W dniach od 9 do 20 września odbyła się w Paryżu zorganizowana przez UNESCO międzynarodowa konferencja

na temat zastosowań izotopów promieniotwórczych w badaniach naukowych. Wzięło w niej udział około 1200 naukowców z 61 krajów. W przemówieniu wstępnym przewodniczący konferencji Sir John Cockroft między innymi powiedział: „Dotychczasowe osiągnięcia wykazały wielką wagę technik radioizotopowych w tak szerokim zakresie zastosowań, że stały się one rywalem energii jądrowej w korzyściach, jakie mogą przynosić ludzkości.” Obrady konferencji, poza dwoma posiedzeniami plenarnymi, odbywały się w sekcji fizycznej i sekcji biologicznej.

W sekcji fizycznej przedstawiono ponad sto prac, które dostarczyły zadziwiającej ilości informacji i były dowodem ogromnego postępu, jaki poczyniono w tej dziedzinie w ciągu dwóch lat od Konferencji Genewskiej.

W dziale wytwarzania izotopów przedstawiono między innymi pracę dotyczącą długożyciowego promieniotwórczego izotopu ^{26}Al , sowiecką pracę o metodach przygotowywania źródeł alfa, beta i gamma, francuskie i brytyjskie prace o szczegółach ekstrakcji produktu rozszczepienia ^{137}Ce .

Omówiono zastosowania izotopów promieniotwórczych w fizyce metali w związku z badaniami struktury metali i problemów dyfuzji. Wiele prac dotyczyło badania defektów sieci krystalicznych oraz zagadnień fizyko-chemicznych.

Dwa zebrania plenarne poświęcone były metodom i technikom eksperymentalnym, szczególnie licznie reprezentowane były prace na temat liczników scyntylacyjnych i metod liczenia.

Wielkie zainteresowanie wzbudziło zastosowanie izotopów w geofizyce, a więc japońskie badania reliktyw metodą rozproszenia wstecznego, oznaczanie zawartości w wodach rzecznych trytu pochodzącego z wybuchów próbnych bomb atomowych, badanie promieniotwórczości meteorytów wzbudzonej przez promieniowanie kosmiczne.

Ostatni dzień obrad poświęcono badaniom izotopowym w związku z problemem parzystości. Referentami byli pani C. S. Wu, M. Deutsch i H. Halban.

Druga Konferencja Genewska

Druga Konferencja Genewska poświęcona pokojowym zastosowaniom energii jądrowej odbędzie się w dniach 1 — 13 września r.b. Zaproszenia zostały wysłane do 81 państw należących do Organizacji Narodów Zjednoczonych oraz do Niemieckiej Republiki Federalnej, do Republiki Koreańskiej, do Monako, do San Marino, do Szwajcarii, do Państwa Watykańskiego i do Vietnamu.

Sekretarz Generalny Organizacji Narodów Zjednoczonych Dag Hammarskjöld podał do wiadomości prowizoryczny program Konferencji:

I Posiedzenia plenarne:

Posiedzenie A — Otwarcie Konferencji

Posiedzenie B — Przyszłość energii jądrowej

Posiedzenie C — Doświadczenia z siłowniami jądrowymi

Posiedzenie D — Plany budowy siłowni jądrowych

Posiedzenie E.1 — Wykorzystanie energii jądrowej do celów innych jak wytwarzanie prądu elektrycznego

Posiedzenie E.2 — Postępy w zastosowaniu izotopów

Posiedzenie F.1 — Doświadczenia w zakresie bezpieczeństwa i ochrony zdrowia.

Posiedzenie F.2 — Nowe postępy w fizyce podstawowej

Posiedzenie G — Możliwości rozwojowe w zakresie kontrolowanych reakcji fuzyjnych.

Posiedzenie końcowe Y — a) Rozwój współpracy międzynarodowej w dziedzinie energii atomowej w ciągu ubiegłych paru lat, b) Dopyły i kształcenie personelu technicznego.

Posiedzenie Z — Zamknięcie.

II Posiedzenia równoległych sekcji technicznych:

Sekcja 1

Posiedzenia 1.1 i 1.2 — Technologia i chemia reaktorowa,

Posiedzenia 1.3 i 1.4 — Podstawowe zastosowania chemii do energetyki jądrowej,

Posiedzenia 1.5, 1.6 i 1.7 — Właściwości materiałów reaktorowych

Posiedzenia 1.8 i 1.9 — Obróbka napromieniowanych elementów paliwowych,

Posiedzenia 1.10 i 1.11 — Postępowanie z odpadkami promieniotwórczymi,

Posiedzenie 1.12 — Manipulacja substancjami silnie promieniotwórczymi,

Posiedzenie 1.13 — Doświadczenia w zagadnieniach promieniotwórczości wynikających z użytkowania reaktorów i wytwórni radiochemicznych,

Sekcja 2

Posiedzenia 2.1, 2.2 i 2.3 — Zagadnienia fuzji jądrowej,

Posiedzenie 2.4 — Fizyka cząstek elementarnych,

Posiedzenie 2.5 — Fizyka rozszczepienia jądrowego,

Posiedzenia 2.6 i 2.7 — Dane jądrowe,

Posiedzenia 2.8 i 2.9 — Obliczanie i teoria reaktorów,

Posiedzenia 2.10 i 2.11 — Cykle paliwowe i ekonomia energii jądrowej,

Posiedzenie 2.12 — Prototypy reaktorów mocy,

Posiedzenia 2.13 i 2.14 — Zastosowanie reaktorów doświadczalnych,

Posiedzenia 2.15 i 2.16 — Doświadczenia reaktorowe,

Sekcja 3

Posiedzenie 3.1 — Dozymetria i wzorce

Posiedzenia 3.2 i 3.3 — Aspekty technologiczne promieniowań jonizujących wielkiego natężenia,

Posiedzenia 3.4 i 3.5 — Nowe zastosowania izotopów w medycynie,

Posiedzenie 3.6 — Zastosowania izotopów w biochemii i biologii,

Posiedzenie 3.7 — Zastosowania izotopów do badań, kontroli i technologii przemysłowej,

Posiedzenie 3.8 — Zastosowania izotopów w rolnictwie,

Posiedzenie 3.9 — Produkcja i dystrybucja promieniotwórczych i trwałych izotopów,

Posiedzenia 3.10 i 3.11 — Biologiczne skutki promieniowań,

Posiedzenia 3.12 i 3.13 — Doświadczenia w zakresie ochrony radiologicznej,

Posiedzenie 3.14 — Bezpieczeństwo i lokalizacja reaktorów,

Posiedzenie 3.15 — Meteorologiczne i oceanograficzne aspekty użytkowania energii jądrowej na wielką skalę,

Sekcja 4

Posiedzenia 4.1, 4.2 i 4.3 — Dostawa surowców,

Posiedzenia 4.4 i 4.5 — Przeróbka rud, ekstrakcja i rafinowanie uranu i toru,

Posiedzenia 4.6, 4.7 i 4.8 — Metody rozdzielania izotopów,

Posiedzenia 4.9 i 4.10 — Wytwarzanie elementów paliwowych wraz z metalurgią uranu, toru, plutonu i ich stopów,

Posiedzenia 4.11 i 4.12 — Obróbka innych materiałów jądrowych.

Energia jądrowa w NRD

Program budowy elektrowni jądrowych w Niemieckiej Republice Demokratycznej uzasadniony wzrastającym zapotrzebowaniem energii elektrycznej przewiduje wybudowanie do r. 1970 elektrowni o łącznej mocy 5 000 MW. W toku jest budowa elektrowni nad Tollensee w Meklenburgii z elementów dostarczonych przez ZSRR. Ze swej strony Niemiecka Republika Demokratyczna dostarcza Związkowi Radzieckiemu uranu.

Sekcja fizyki atomowej na uniwersytecie drezdeńskim ma być rozszerzona, aby mogła przyjąć 2 000 studentów.

Liczni młodzi specjaliści kształcą się w Związku Radzieckim.

Niemiecka Republika Demokratyczna należy do Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych.

Rozwój badań jądrowych w Szwecji

Między Szwecją i Wielką Brytanią został zawarty na okres dziesięcioletni układ o współpracy w dziedzinie pokojowego wykorzystania energii jądrowej. Układ przewiduje swobodną wymianę informacji w zakresie budowy reaktorów i zezwala na nabycie przez Szwecję reaktorów eksperymentalnych w Wielkiej Brytani.

Szwedzkie Towarzystwo Produkcji Energii Jądrowej — AB Atomenergii wystąpiło do rządu szwedzkiego o przyznanie na rok budżetowy 1958/9 kredytów w wysokości 138 100 000 koron, to jest przeszło dwa razy tyle ile wynosiły kredyty przyznane na rok 1957/8. Cztery siódme akcji AB Atomenergii należy do państwa.

Żądanie zwiększonych kredytów uzasadnia AB Atomenergii programem przewidującym między innymi budowę reaktora na uran wzbogacony modyfikowanego zwykłą wodą, budowę w ciągu najbliższych czterech lat zakładów ekstrakcji uranu ze zdolnością produkcyjną 12 ton rocznie oraz produkcję ciężkiej wody w współpracy z firmą ASEA.

Aktualna cena uranu

Amerykańska Komisja Energii Atomowej sprzedaje naturalny uran metaliczny po cenie 40 dolarów za kilogram. Od kilku miesięcy Komisja dostarcza również uran wzbogacony (około 20% ^{235}U) po 25 dolarów za gram.

Pierwszy reaktor w Chinach

Pierwszy reaktor badawczy w Chinach rozpoczął działanie na początku roku bieżącego. Reaktor zbudowany z pomocą ZSRR ma moc 7 MW i znajduje się w pekińskim ośrodku badań jądrowych.

Ren w Kazakstanie

Pracownicy Instytutu Fizyki Technicznej Akademii Nauk Kazakstańskiej SRR odkryli przy pomocy analizy widmowej rzadki pierwiastek ren w głębokich warstwach rud miedzianych w centralnym Kazakstanie. Odkrycie to ma wielkie znaczenie ze względu na zastosowanie renu do celów przemysłowych. Ren zastępuje wolfram i molibden jako materiał, z którego wytwarza się włókna do lamp żarowych i elektronowych. Dotychczas ren można było otrzymać ze związków siarkowo-molibdenowych.

Gdzie chcą pracować fizycy amerykańscy

Z materiałów zebranych przez American Institute of Physics, w związku z prowadzoną akcją pośrednictwa pracy, wynika, że fizycy amerykańscy najczęściej przyjmują pracę w szkołach akademickich. Spośród pozostałych możliwości najbardziej pożądane jest zatrudnienie w laboratoriach przemysłowych, na trzecim miejscu stoją niezależnie instytucje badawcze, a na ostatnim urzędy i instytucje rządowe. O ile wśród najmłodszych fizyków górą jest tendencja do szukania pracy w przemyśle, to już pracownicy naukowci ze stopniem magistra lub równoważnym w większości pragnęliby poświęcić się karierze akademickiej, występuje to jeszcze wyraźniej dla grupy fizyków ze stopniem doktorskim.

Synchrocyklotron w Bonn

W Instytucie Promieniowania i Fizyki Jądrowej w Bonn uruchomiono synchrocyklotron przyspieszający cząstki do energii 30 MeV. Aparatura wykorzystana będzie przede wszystkim przy szkoleniu młodych fizyków jądrowych, oraz do wytwarzania izotopów promieniotwórczych, które znajdują zastosowanie w metodach wskaźnikowych.

Synchrocyklotron umieszczony jest 9 metrów pod ziemią, jego elektroma-

gnes waży 225 ton. Aparatura otoczona jest osłoną betonową grubości 1,80 metra, a nad nią znajduje się basen, w którym pływają złote rybki. Złote rybki stanowią nie tylko miłą dla oka dekorację, ale również służą jako wskaźnik szczelności osłony biologicznej, gdyż należy oczekiwać, że ewentualne przenikanie promieniowania γ czy neutronowego wywoła nienormalne zachowanie się rybek.

Wystawa Brukselska 1958

W ramach światowej wystawy brukselskiej urządzona została międzynarodowa hala nauki, wspólnym staraniem 15 państw. Wszystkie eksponaty wystawione są jako wspólne, a nie jako reprezentacja poszczególnych narodów. Hala dzieli się na cztery sekcje: „Atom”, „Kryształ”, „Cząsteczka” i „Żywa Komórka”. Sekcja „Atom” zawierać będzie pokazy pierwiastków promieniotwórczych, reakcji jądrowych i termojądrowych i wykorzystania energii słonecznej. Wystawione będą modele akceleratorów CERN-u, piec ogrzewany przez bezpośrednio wykorzystaną energię słoneczną i czynny reaktor doświadczalny. Sekcja „Kryształ” zawierać będzie między innymi model kryształu 4×4 m, w którym elementy siatki krystalicznej zaznaczone będą osmiuset światełkami.

Reaktor wśród samochodów

Na zlecenie firm Fiat i Montecatini budowany jest we Włoszech reaktor typu basenowego o mocy 1 MW, która będzie mogła być później podniesiona do 5 MW. Będzie to pierwszy na kontynencie europejskim reaktor w rękach prywatnych. Ma służyć do celów badawczych i szkoleniowych oraz do produkcji izotopów.

Dwie tony informacji

Ambasador George W. Perkins, szef stałej misji USA przy Organizacji Europejskiej Współpracy Gospodarczej,

ofiarował około 15 000 mikrokopii i kopii dokumentów zawierających informacje co do uzyskanych w USA wyników w dziedzinie energii jądrowej. Informacje te zostały „zdekasyfikowane” ale nie były ogłoszone w żadnym czasopiśmie naukowym. Kolekcja ofiarowana Organizacji Europejskiej Współpracy Gospodarczej waży około 2 ton i ma być w przyszłości regularnie uzupełniana.

„Historia Fizyki“ po polsku

Biblioteka Problemów wydała książkę Maxa von Laue „Historia Fizyki” w polskim przekładzie prof. A. Teske. Warto może przypomnieć, że w ubiegłym roku *Postępy Fizyki* zamieściły obszerną recenzję z niemieckiego wydania tej książki.

Rada Naukowa IBJ

W dniach 13 i 14 stycznia odbyło się zebranie Rady Naukowej Instytutu Badań Jądrowych. Członkowie Rady odwiedzili zakłady Instytutu znajdujące się w Warszawie i w Świerku, a w szczególności zapoznali się ze stanem prac przy budowie reaktora doświadczalnego. W drugim dniu obrad Rada po dyskusji przyjęła sprawozdanie z działalności Instytutu w r. 1957 oraz plany na rok 1958.

Wizyty fizyków zagranicznych

Jesienią roku ubiegłego odwiedził Warszawę prof. G. P. Dżelepów, kierownik pracowni akceleratorowej Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych, który wygłosił cztery wykłady o pracach doświadczalnych wykonanych przy pomocy synchrotronu 600 MeV w ZIBJ, oraz prof. L. F. Wereszczagin, dyrektor Laboratorium Fizyki Ultrawysokich Ciśnień Akademii Nauk ZSRR, który wygłosił wykłady o technice pomiarów fizycznych przy ultrawysokich ciśnieniach oraz o niektórych interesujących zjawiskach występujących przy ultrawysokich ciśnieniach.

W grudniu u.r., na zaproszenie prof. Infelda, przybył do Warszawy dr Pirani, specjalista w dziedzinie teorii względności. W czasie swego parotygodniowego pobytu dr Pirani zapoznawał się z pracami warszawskiego ośrodka fizyki teoretycznej i przedstawiał wyniki swoich prac. Na Konwersatorium Fizyki Doświadczalnej wygłosił referat pt. „Podstawy doświadczalne ogólnej teorii względności”.

Polskie Towarzystwo Fizyczne

Sprawozdanie z działalności Zarządu Głównego Polskiego Towarzystwa Fizycznego w kadencji 1955/57:

Stan liczebny PTF — na początku kadencji ustępującego Zarządu Głównego Polskiego Towarzystwa Fizyczne liczyło 560 członków zrzeszonych w 9 oddziałach. W okresie sprawozdawczym powstał nowy, dziesiąty, Oddział w Szczecinie oraz filia Oddziału Krakowskiego w Rzeszowie jako Sekcja Dydaktyczna tego Oddziału. Liczba członków PTF w dniu 30 czerwca 1957 r. wynosiła 644.

W okresie sprawozdawczym odbyło się 5 zebrań Zarządu Głównego, w tym 3 plenarne.

Z ważniejszych uchwał należy wymienić:

1) Decyzję zwołania XV Zjazdu Fizyków Polskich, organizowanego w znacznym stopniu na koszt członków wobec niemożności zdobycia na ten cel kredytów (w związku z wprowadzonymi oszczędnościami w skali ogólnokrajowej);

2) Wstrzymanie przewidzianego na rok 1957 rozwoju działalności popularyzacyjno-dydaktycznej celem uzyskania sum koniecznych na pokrycie zasadniczych wydatków organizacyjnych związanych ze Zjazdem;

3) Utworzenie funduszu nagród za działalność popularyzacyjną, dydaktyczną i naukową;

4) Utworzenie nowego Oddziału PTF w Szczecinie;

5) Utworzenie Sekcji Dydaktycznej Oddziału Krakowskiego w Rzeszowie;

6) Z inicjatywy Polskiego Towarzystwa Fizycznego podjęto budowę pomnika na grobie Stefana Pięńkowskiego. Fundatorami byli: Polskie Towarzystwo Fizyczne, Uniwersytet Warszawski, uczniowie i koledzy. Budowę zakończono w październiku 1957 r.;

7) Powołano Komisję Recenzji podręczników szkolnych z fizyki. Komisja ta w składzie: prof. prof. E. Dmochowski, W. Staszewski i M. Halanbrenner dokonała bardzo sumiennej recenzji kilku podręczników szkolnych, wkładając w to wiele pracy i starania. Działalność Komisji była rozumiana jako jedna z form współdziałania Polskiego Towarzystwa Fizycznego z Ministerstwem Oświaty, zmierzającego do podniesienia poziomu nauczania fizyki w szkołach średnich i lepszego przygotowania uczniów do studiów wyższych.

8) Z dniem 1 stycznia 1957 r. zdecydowano dostarczać członkom PTF *Postępy Fizyki*, pokrywając koszty prenumeraty z wpłacanych składek. Natomiast Zarząd Główny zrezygnował z pośrednictwa w kolportażu *Acta Physica Polonica* wobec wzrostu ceny i utraty rabatu uprzednio udzielanego przez Państwowe Wydawnictwo Naukowe.

Wielką troską Zarządu Głównego był sygnalizowany przez niektóre ośrodki spadek zainteresowania akcją odczytów i zebrań naukowymi. Objaw ten nie jest powszechny, niektóre ośrodki, a przede wszystkim lubelski, stwierdzają u siebie wzrost zainteresowania zagadnieniami fizyki i prowadzonymi pokazami oraz Wystawą.

Działalność Oddziałów PTF

1. Działalność naukowa

a) *Zjazdy i konferencje* — W omawianym okresie Polskie Towarzystwo Fizyczne nie organizowało samodzielnie żadnych konferencji naukowych; wkład Polskiego Towarzystwa Fizycznego og-

raniczał się jedynie do współdziałania z Polską Akademią Nauk, jak to miało miejsce w Toruniu przy organizowaniu Konferencji Optyki Atomowej i Molekularnej w październiku 1955 r.

b) *Odczyty i zebrań naukowe:* Oddział Gdański zorganizował 12 zebrań i odczytów, Oddział Gliwicki — 28, Oddział Krakowski — 55, Oddział Lubelski — 26, Oddział Łódzki — 9, Oddział Poznański — 36, Oddział Szczeciński — 5 (brak pełnych danych), Oddział Toruński — 7, Oddział Warszawski — 31, Oddział Wrocławski — 47.

Razem odbyło się 256 zebrań i odczytów naukowych.

c) *Inne formy pracy:*

Oddział Gdański zorganizował do kształcenie pracowników naukowych w zakresie wiedzy teoretycznej;

Oddział Krakowski przeprowadził cykl wykładów dla pracowników naukowych na temat zastosowania izotopów promieniotwórczych;

Oddział Warszawski zorganizował kurs dla inżynierów energetyków i chemików w Ministerstwie Energetyki.

2. Działalność popularyzacyjna

a) *Odczyty popularno-naukowe:*

Oddział Gdański zorganizował 15 odczytów, Oddział Gliwicki — 13, Oddział Krakowski — 11, Oddział Lubelski — 6, Oddział Łódzki — 10, Oddział Poznański — 17, Oddział Szczeciński — 6, Oddział Toruński — 12, Oddział Warszawski — 5, Oddział Wrocławski — 21.

Odczyty te były organizowane bądź przez Oddziały PTF samodzielnie, bądź też wspólnie z Towarzystwem Wiedzy Powszechnej lub też wspólnie z innymi towarzystwami naukowymi.

b) *Odczyty dla nauczycieli* — prowadzone były częściowo w sekcjach dydaktycznych PTF, częściowo zaś w ramach współpracy z Wojewódzkimi Ośrodkami Doskonalenia Kadr Oświatowych.

W Oddziale Gliwickim odbyły się 3 odczyty, w Oddziale Krakowskim — 11, w Oddziale Łódzkim — 23, w Oddziale

Warszawskim — 2. Ponadto członkowie Oddziału Gliwickiego wzięli czynny udział (jako prelegenci) w konferencji nauczycieli fizyki w Będzinie i Katowicach w maju 1957 r.

c) *Odczyty dla uczniów szkół średnich* Oddział Gdański zorganizował 61 odczytów, Oddział Gliwicki — 29, Oddział Krakowski — 34, Oddział Łódzki — 62, Oddział Poznański — 32, Oddział Toruński 391 odczytów w Toruniu i 26 miastach woj. bydgoskiego, Oddział Warszawski — 75 odczytów i 62 pogadanki w szkołach o studiach fizycznych, Oddział Wrocławski — 54 odczyty we Wrocławiu i większych miastach Dolnego Śląska.

Ogółem wygłoszono 708 odczytów i 62 pogadanki. Odczyty dla uczniów były często łączone z pokazami i cieszyły się zawsze bardzo dużym powodzeniem. Akcja ta znacznie rozszerzyła się w okresie ostatnich paru lat (w ciągu dwóch lat poprzedzających obecny okres sprawozdawczy odbyło się 201 odczytów i 63 pogadanki).

d) *Odczyty i pokazy dla robotników oraz współpraca z ruchem racjonalizatorskim:*

W Oddziale Gdańskim współpraca miała formę udzielania porad racjonalizatorom. Oddział Lubelski do czerwca 1955 r. kontynuował prowadzenie wykładów dla robotników w wymiarze 6 godzin tygodniowo, ponadto współpracował z racjonalizatorami kilku lubelskich zakładów przemysłowych. W Oddziale Łódzkim wygłoszono 1 odczyt dla racjonalizatorów. Oddział Krakowski zorganizował cykl wykładów z pokazami dla robotników. Oddział Poznański utrzymywał współpracę z Poradnią dla Racjonalizatorów.

e) *Wystawy i pokazy* — stają się coraz szerzej stosowaną formą popularyzacji wiedzy fizycznej, a dzięki swej atrakcyjności cieszą się dużym powodzeniem. Szczególną aktywność w tej dziedzinie okazał Oddział Lubelski, który, dzięki wielkiemu wkładowi pracy

ze strony prof. Staszewskiego oraz całego zespołu pracowników naukowych, wzbogacił Muzeum Fizyczne o nowe eksponaty i zorganizował coroczne kilkudniowe pokazy eksperymentów fizycznych. Pokazy te cieszyły się imponującą frekwencją 4500 osób. Przeważającą część zwiedzających stanowiła młodzież szkolna z Lublina i okolic. Oddział Gdański zorganizował wystawę modelu reaktora atomowego i elektrowni jądrowej — w Domu Kultury w Nowym Porciu (15.5.1955—15.9.1955). W Poznaniu w r. 1955 odbyła się wystawa prac magisterskich. Oddział Szczeciński zorganizował 5 dwugodzinnych pokazów dla uczniów szkół średnich.

f) *Współpraca z Filmem i Radiem* — Oddział Warszawski podjął inicjatywę współpracy Polskiego Towarzystwa Fizycznego z Filmem Polskim. Powołano specjalną komisję, której zadaniem jest typowanie tematyki i autorów scenariuszy filmów oświatowych z fizyki oraz współpraca przy ich realizacji. W ramach współpracy z Radiem wygłoszono dotychczas jedną pogadankę.

3. Działalność wydawnicza

Postępy Fizyki są obecnie jedynym wydawnictwem Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Nakład ich wynosi około 2 tys. egzemplarzy. Od 1955 r. *Postępy Fizyki* ukazują się jako dwumiesięcznik. Zespół redakcyjny zwiększono o 2 redaktorów działów. Jednocześnie pismo zmieniło charakter z popularyzatorskiego na przeglądowo-referatowy. W okresie sprawozdawczym ukazały się tomy VI, VII i 4 zeszyty tomu VIII. Cena jednego zeszytu *Postępów Fizyki* wzrosła do 15 zł. Polskie Towarzystwo Fizyczne otrzymuje w Państwowym Wydawnictwie Naukowym rabat dla członków Towarzystwa.

Olimpiady Fizyczne

Przy współudziale delegatów Ministerstwa Oświaty, Ministerstwa Szkolnictwa Wyższego i Centralnego Urzędu

Szkolnictwa Zawodowego przeprowadzono zawody II i III stopnia IV Olimpiady Fizycznej oraz zawody wszystkich stopni V i VI Olimpiady Fizycznej. We wrześniu 1957 r. rozpoczęto zawody wstępne VII Olimpiady Fizycznej.

Liczby zawodników w poszczególnych Olimpiadach

Olimpiada	IV	V	VI
Stopień			
0	—	585	482
I	387	442	301
II	165	229	179
III	13	15	27
Laureaci	7	9	6
Wyróżnieni	2	—	3

W listopadzie 1956 r. ukazała się broszurka „Olimpiady Fizycznej” zawierająca dane o czterech pierwszych Olimpiadach. Obecnie jest w przygotowaniu następna broszurka obejmująca materiały z V i VI Olimpiady.

Od stycznia 1957 r. prof. T. Skaliński w związku z wyjazdem zagranicę zrzekł się pełnienia funkcji przewodniczącego Komitetu Głównego Olimpiady Fizycznej. Funkcję przewodniczącego objął na prośbę Zarządu Głównego PTF prof. S. Szczeniowski.

Uroczyste Akademie

Dnia 19 maja 1955 r. odbyła się w Warszawie uroczysta akademii poświęcona pamięci Einsteina, zorganizowana wspólnie przez Polskie Towarzy-

stwo Fizyczne i przez Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk.

Oddział Krakowski Polskiego Towarzystwa Fizycznego uczcił dwudziestą rocznicę zgonu Władysława Natansona uroczystą akademią w dniu 6 maja 1957 r.

Irving Langmuir

16 sierpnia 1957 r. zmarł w Falmouth, Mass. w wieku lat 76 Irving Langmuir.

Urodzony w Brooklyn, N. Y., Langmuir otrzymał dyplom inżyniera w Szkole Górniczej Columbia, a następnie studiował w Getyndze, gdzie uzyskał stopień doktora w r. 1906. Od r. 1909 pracował w laboratoriach General Electric Co. w Schenectdy. Głównym przedmiotem badań Langmuira była chemia powierzchni. Jego doświadczenia z błonkami oliwy na wodzie dały właściwy początek tej nowej gałęzi wiedzy. W dziedzinie badania protein rozwinął nowe metody, stanowiące ważne narzędzie w biochemii. Jego prace w dziedzinie emisji elektronowej i wyładowań elektrycznych w gazach uważane są za klasyczne. Również w zakresie techniki miał Langmuir poważne osiągnięcia. Skonstruował pompę wysokoprężniową, ogólnie znaną jako pompa Langmuira, zajmował się także zaródkami wypełnionymi gazem, oraz metodami sztucznego wywoływania opadów atmosferycznych.

W r. 1932 otrzymał Langmuir Nagrodę Nobla z chemii.

ZAKŁAD FIZYKI
Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej
w Lublinie

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD

Przewodniczący

Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI

Wiceprzewodniczący

Prof. dr LUDWIK NATANSON

Sekretarz

Doc. WANDA HANUSOWA

Skarbnik

Z-ca prof. kand. n. KAZIMIERZ ANTONOWICZ

Członek Zarządu

Prof. dr JERZY RAYSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk — Z-ca prof. mgr Z. SOBCZYŃSKI

Głiwice — Z-ca prof. mgr JÓZEF SZPILECKI

Kraków — Doc. dr JERZY JANIK

Lublin — Doc. dr ARMIN TESKE

Łódź — Prof. dr FELIKS J. WIŚNIEWSKI

Poznań — Prof. dr EDMUND KARASKIEWICZ

Szczecin — Prof. mag inż. ZBIGNIEW OGRZEWAŁSKI

Toruń — Prof. dr JERZY RAYSKI

Warszawa — Prof. dr JÓZEF ROLIŃSKI

Wrocław — Prof. kand. n. JAN ŁOPUSZAŃSKI

TRESĆ

W. Natanson — Autobiografia	115
J. Weyssenhoff — Działalność naukowa profesora W. Natansona . .	120
A. Piekara — Wspomnienie o profesorze Natansonie jako o myślicielu i humaniście	125
L. Infeld — Moje wspomnienia o Władysławie Natansonie	130
J. Nikliborc — Wspomnienie o Czesławie Reczyńskim w 50-lecie wy- nalezienia lampy kwarcowej	137
L. Sosnowski — Aktualne zagadnienia fizyki półprzewodników . .	145
W. Królikowski — O porównaniu z doświadczeniem teorii mezonowej	151
J. Rzewuski — O inwersjach czasu i przestrzeni	159
W. Rubinowicz — Wkład Tomasa Younga w teorię uginania światła	183
B. Buras — Pobudzenie rotonów w helu II przez „zimne” neutrony . .	189
M. W. Fock — Wygaszanie zewnętrzne, oddziaływania wzajemne akty- watorów i migracja dziur w fosforach ZnS—Cu i ZnS—Cu,Co (tłum. P. Jaszczyn)	197
Z. A. Trapeznikowa — Niektóre własności optyczne nowych lu- minoforów aktywowanych pierwiastkami z grupy ziem rzadkich (tłum. P. Jaszczyn)	211
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
III Sesja Rady Naukowej ZIBJ [Dubna] (K. Majewski)	221
Konferencja „Teoria pasmowa metali i struktura powierzchni Fermiego”, Londyn (M. Suffczyński)	224
KRONIKA	229