

POSTĘPY FIZYKI

CZASOPISMO
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM VI ❖ ZESZYT 1

PTF

1 ❖ 9 ❖ 5 ❖ 5

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

CZASOPISMO POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM VI

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1 9 5 5

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Ludwik Natanson (Warszawa)
Zastępca Redaktora Naczelnego — Karol Majewski (Warszawa)
Red. Działu Fizyki Teoretycznej — Wojciech Królikowski (Warszawa)
Red. Działu Fizyki Doświadczalnej — Zdzisław Małkowski (Warszawa)
Sekretarz Redakcji — Barbara Wojtowicz (Warszawa)

Adres Redakcji: Warszawa, Hoża 69

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

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE — DZIAŁ CZASOPISM
WARSZAWA, KRAKOWSKIE PRZEDMIEŚCIE 79

Nakład 2478+103 egz.	Do składania 7 XII 1954
Ark. wyd. 11,6, druk. 10,25	Podpisano do druku 5 III 55
Papier dr. sat. 70 g V kl. 70×100 cm	Druk ukończono w marcu 55
Cena zł 9,—	Zamówienie nr 868/87 K-6-79

POZNAŃSKA DRUKARNIA NAUKOWA — POZNAŃ, FREDRY 10

POSTĘPY FIZYKI

Tom VI

SPIS ALFABETYCZNY AUTORÓW

<i>Auleytner J.</i> — Z pobytu w Związku Radzieckim	636
<i>Blinowski K.</i> — Zebranie sprawozdawcze Zakładu Izotopów promieniotwórczych Instytut Fizyki PAN	556
<i>Bogdanowicz J.</i> i <i>Cisak A.</i> — Związki międzymetaliczne	209
<i>Boncz-Brujewicz W.</i> — Idee fizyczne metody wzbudzeń elementarnych	615
<i>Born M.</i> — Einstein a foton	508
<i>Chęcińska H.</i> — W laboratoriach fizyki ciała stałego w NRD	346
— Izotopy promieniotwórcze jako źródła siły elektromotorycznej	444
<i>Chomicki O.</i> — Sesja Naukowa PAN poświęcona pamięci Marii Skłodowskiej-Curie	128
<i>Ciok P.</i> — Cząstka Λ^0 — hyperon neutralny	176
<i>Cisak O.</i> — patrz: Bogdanowicz J. i Cisak A.	
<i>Dąbkowski J.</i> — Zastosowanie lampy dekadowej w elektronicznych układach zliczających	452
<i>Dąbrowski J.</i> — Zjawisko strippingu	374
<i>Gnatowski S.</i> — St. Striełkow, I. Elcin, I. Jakowlew „Zbiór zadań z fizyki“ (recenzja)	143
— W. Ginzburg, L. Lewin, M. Rabinowicz, D. Ziwichin, E. Czetwiernikowa „Zbiór zadań z fizyki“ (recenzja)	144
<i>Grotowski K.</i> — Komora Glasera	338
<i>Hennel J.</i> — O nadsubtelnej strukturze stanu podstawowego atomu wodoru	84
<i>Hryniewicz A.</i> — Neutrino	302
— Międzynarodowa Konferencja w Genewie	662
<i>Infeld L.</i> — O równaniach ruchu	167
— Historia teorii względności	489
<i>Janik J.</i> — Oddziaływanie mezonów π z jądrami	324
<i>Jarczyk L.</i> — Zebranie sprawozdawcze Zakładu Fizyki Jądra Atomowego Instytutu Fizyki PAN	559
<i>Joliot-Curie I.</i> — Wspomnienia o Marii Skłodowskiej-Curie	40
<i>Jurkiewicz J.</i> — Wielkie pęki powietrzne promieni kosmicznych	287
<i>Kapuściński W.</i> — S. Ziemecki „O prawach przyrody“ (recenzja)	562
— S. Pieńkowski „Fizyka Doświadczalna“ (recenzja)	675
<i>Kotodziejski R.</i> — Półfenomenologiczna teoria oddziaływania mezonów π z nukleonami	582
<i>Kołos W.</i> — II teoretyczna konferencja chemików	140
<i>Królikowski W.</i> — O metodzie Tamma-Dancoffa	423

<i>Loria S.</i> — Einstein a fizyka kwantowa	500
<i>Łopuszański J.</i> — Teoria kaskadowa promieniowania kosmicznego	96
<i>Majewski K.</i> — Moskiewska konferencja poświęcona elektrodynamice kwantowej	459
<i>Massalski J.</i> — Niektóre zagadnienia elektroniki związane z detekcją cząstek	235
<i>Niewodniczański H.</i> — Enrico Fermi	367
— patrz <i>Szczeniowski S.</i> i <i>Niewodniczański H.</i>	
<i>Ostrowski J.</i> — W sprawie popularyzacji fizyki	122
<i>Piwkowski T.</i> — Sesja sprawozdawcza Zakładu Elektroniki Ciała Stałego Instytutu Fizyki PAN	650
<i>Pniewski J.</i> — M. Grotowski „Optyka“ (recenzja)	458
— Międzynarodowa konferencja fizyków w Pizie	656
<i>Rayski J.</i> — O ciężkich mezonach i hyperonach	193
<i>Rosiński K.</i> — Nowe drogi badań teoretycznych absorpcji światła przez złożone cząsteczki organiczne	66
— Konferencja spektroskopowa w Tartu	653
<i>Rubinowicz W.</i> — W siedemdziesiątą rocznicę urodzin Nielsa Bohra	577
<i>Rybka E.</i> — W. Zonn „Astrofizyka Ogólna“ (recenzja)	677
<i>S. Szczeniowski</i> i <i>H. Niewodniczański.</i> — Fizyka polska w pierwszym dziesięcioleciu Polski Ludowej	3
<i>Sosnowski L.</i> — Defekty w ciałach krystalicznych	258
<i>Sredniawa B.</i> — W. Rubinowicz „Kwantowa teoria atomu“ (recenzja)	142
— D. Blochincew „Padstawy mechaniki kwantowej“ (recenzja)	679
— C. Białobrzeski „Termodynamika“ (recenzja)	561
<i>Subotowicz M.</i> — Fotoemisja z półprzewodników a ich struktura energetyczna	402
<i>Suffczyński M.</i> — J. Frenkiel „Wstęp do teorii metali“ (recenzja)	681
<i>Swings P.</i> — Stefan Pieńkowski	271
<i>Werle J.</i> — Konferencja fizyki jądrowej w Glasgow	137
— Sprawozdanie z posiedzeń sekcji teoretycznej międzynarodowej konferencji fizyków w Pizie	659
<i>Weysenhoff J.</i> — Uwagi o życiu i twórczości Einsteina	481
<i>Wilhelmi Z.</i> — O pewnych zastosowaniach izotopów promieniotwórczych	538
<i>Wólczek O.</i> — I. Joliot-Curie „Naturalne pierwiastki promieniotwórcze“ (recenzja)	260
<i>Zawadzki A.</i> — Konferencja w Dreźnie na temat promieniowania kosmicznego	465
<i>Zieliński P.</i> — Metody statystyczne przy interpretacji pomiarów	523
<i>Ziemecki S.</i> — O popularyzacji w ogóle i o popularyzacji fizyki w szczególności	125
Uroczystości w Berlinie z okazji pięćdziesięciolecia teorii względności	468
Kronika	146, 262, 354, 468, 564, 683

Szczepan Szczeniowski

Zakład Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Poznańskiego

Henryk Niewodniczański

członek korespondent PAN

Zakład Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Jagiellońskiego

Fizyka polska w pierwszym dziesięcioleciu Polski Ludowej

W ciągu pierwszego dziesięciolecia Polski Ludowej fizyka polska pokonała wielkie trudności i poszczycić się może już szeregiem osiągnięć.

W okresie międzywojennym warunki gospodarcze i społeczne w Polsce nie sprzyjały rozwojowi fizyki. W kraju gospodarczo zacofanym, na poziomie półkolonialnym, brak było zainteresowania i bodźców dla rozwoju fizyki. Utrudnianie szerokim masom robotników i chłopów dostępu do wyższych uczelni przez ograniczenie rozwoju szkolnictwa podstawowego, małą liczbę państwowych szkół średnich i wysokie opłaty w prywatnych szkołach średnich, wpływało bardzo ujemnie na wzrastanie kadry wyszkolonych fizyków. Niewielka liczba katedr fizyki w pięciu uniwersytetach, dwóch politechnikach i jednej Akademii Górniczo-Hutniczej ograniczała możliwości pracy naukowej. Niemniej jednak i w tym trudnym okresie fizyka polska może poszczycić się pewnymi osiągnięciami. W Warszawie pod kierunkiem prof. S. Pińkowskiego powstał ośrodek doświadczalnych badań w dziedzinie luminescencji na skalę europejską, który zdołał wyszkolić pracowników zajmujących obecnie kierownicze stanowiska naukowe. Prace prof. W. Rubinowicza w dziedzinie promieniowania kwadrupolowego stały się trwałym dorobkiem nauki w tej dziedzinie. Pomyślnie zapowiadał się rozwój badań naukowych w dobrze wyposażonym laboratorium przy Katedrze Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego, kierowanej przez prof. C. Białobrzęskiego.

Wojna spowodowała niemal doszczętne zniszczenie całego wyposażenia naszych laboratoriów fizycznych i śmierć szeregu profesorów oraz młodych, nieraz świetnie zapowiadających się pracowników naukowych; wiele katedr utraciło również nie tylko wyposażenie, ale i gmachy, jak np. w Politechnice Warszawskiej czy Uniwersytecie Poznańskim. Gmach największego przed wojną Zakładu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego został zupełnie zdewastowany. Po wojnie fizycy polscy stanęli przed koniecznością odbudowy niemal od podstaw swych warsztatów pracy.

Sytuację pogarszała znacznie zmniejszony stan kadr naukowych a również i to, że przez pięć lat praktycznie ustało szkolenie młodych fizyków; nauczanie na tajnych kompletach w części tylko mogło temu zaradzić, choć zaznaczyć należy, że komplety te dały wielu młodych fizyków, którzy poważnie zasilili powojenne kadry. Wspomnieć też należy i o tym, że kilku wyszkolonych fizyków nie wróciło po wojnie z emigracji.

Ogólnie powiedzieć można, że w dziedzinie fizyki doświadczalnej, dzięki wielkiemu wysiłkowi pracowników naukowych oraz pomocy Rządu, zdołaliśmy nie tylko odbudować i rozbudować zniszczone placówki naukowe, ale i wydatnie zwiększyć ich liczbę; mamy teraz przecież siedem czynnych uniwersytetów i sześć politechnik oraz Akademię Górniczo-Hutniczą. Oczywiście, tak wydatne zwiększenie liczby placówek pociągnęło za sobą odpływ pracowników z większych przedwojennych ośrodków, jednak pomimo tego poziom naukowy tych ośrodków podniósł się wyraźnie w porównaniu z poziomem przedwojennym. Jeśli dzisiaj fizyka doświadczalna uzyskała szereg osiągnięć naukowych, to są to początki, które pozwalają rokować dalszy dobry rozwój.

Do roku 1954 odbudowany został zniszczony całkowicie gmach fizyki Politechniki Warszawskiej, zbudowane zostały i wyposażone gmachy fizyki Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu i Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie, rozbudowany gmach Instytutu Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego. Instytut Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, który powstał z przedwojennego Zakładu Fizyki Doświadczalnej, jest obecnie obszerniejszy i lepiej wyposażony niż przed wojną. Je t to jeszcze jedna zasługa prof. S. Pięńkowskiego i jego nieoceniony wkład w dzieło odbudowy fizyki polskiej. Na nowo został zorganizowany i wyposażony ośrodek fizyki w Poznaniu i powstał nowy ośrodek we Wrocławiu.

Przełomową rolę w rozwoju fizyki polskiej odegrało powstanie Polskiej Akademii Nauk, a zwłaszcza utworzenie w roku 1953 Instytutu Fizyki PAN, który — chociaż znajduje się jeszcze w początkach swego rozwoju — zdążył się już stać organizacyjnym ośrodkiem fizyki w Polsce. Wspomnieć tu należy, że do pewnego stopnia rolę takiego ośrodka spełniał już od roku 1952 Komitet Fizyczny przy Wydziale III PAN, a przedtem jeszcze przygotowania przeprowadziło Polskie Towarzystwo Fizyczne i Podsekcja Fizyki I Kongresu Nauki Polskiej. Charakterystyczną cechą rozwoju fizyki w Polsce Ludowej stanowi szybki i pomyślny rozwój fizyki teoretycznej, która przed wojną wyraźnie opóźniała się w porównaniu z fizyką doświadczalną. Na rozwój ten złożyło się kilka przyczyn: możliwość znacznie szybszego startu do pracy naukowej, która w tym dziale nie wymaga laboratoriów, dalej to, że na tajnych kompletach można było szkolić teoretyków, podczas gdy szkolenie fizyków doświadczalnych nie było możliwe, wreszcie wyjazdy za granicę szeregu młodych dobrze zapo-

wiadających się pracowników naukowych na studia pod kierunkiem wybitnych teoretyków. Do pomyślnego rozwoju fizyki teoretycznej w Polsce również bardzo przyczynił się fakt powrotu do kraju w r. 1950 wybitnego teoretyka prof. L. Infelda po czternastu latach pobytu za granicą. Dzięki zrozumieniu potrzeb fizyki ze strony Ministerstwa Szkolnictwa Wyższego prof. Infeld stworzył w Warszawie silny ośrodek fizyki teoretycznej, koncentrując dookoła Instytutu Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego szereg młodych i zdolnych sił naukowych. Bardzo poważnie do rozwoju młodej kadry fizyków przyczyniły się zorganizowane przez prof. L. Infelda wakacyjne teoretyczne konferencje fizyków. Trzy takie konferencje — w Kuźnicach w r. 1950, w Otwocku w r. 1951 i w Spale w r. 1952 — zorganizowało Ministerstwo Szkolnictwa Wyższego, czwartą zaś we wrześniu 1954 r. Instytut Fizyki PAN. Oprócz warszawskiego ośrodka fizyki teoretycznej rozwijają się pomyślnie ośrodki w Toruniu i Krakowie, a ostatnio zorganizowany został ośrodek we Wrocławiu.

Fizyka teoretyczna polska może poszczycić się po wojnie szeregiem poważnych osiągnięć. Na czoło wysuwają się tu prace z teorii względności i z teorii kwantowej pól. Wymienić należy prace prof. L. Infelda (Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego), stanowiące kontynuację jego poprzednich prac z dziedziny ogólnej teorii względności, a dotyczące zagadnień równań ruchu, wynikających z równań pola. Ostatnio prof. Infeld uzyskał bardzo znaczne uproszczenie opracowanej poprzednio przez Einsteina, Infelda i Hoffmanna metody uzyskiwania tych równań.

Szereg wyników w teorii kwantowej pól uzyskał prof. J. Rayski (Katedra Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Mikołaja Kopernika) i prof. J. Rzewuski (Katedra Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu im. Bolesława Bieruta); wymienić tu należy przede wszystkim ich prace dotyczące Nielokalnych teorii pól, a zwłaszcza sformułowanie elektrodynamiki kwantowej przez Rayskiego i stwierdzenie przez Rzewuskiego, że w Nielokalnych teoriach pola obowiązują nie tylko całkowite, ale i różniczkowe zasady zachowania. Wymienić tu wreszcie należy uzyskane pod kierunkiem L. Infelda przez doc. J. Werlego wyniki dotyczące mezonowej teorii sił jądrowych. Jeśli chodzi o inne dziedziny fizyki teoretycznej, to prof. W. Rubinowicz (Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego) uzyskał dalsze poważne wyniki w interesującej go już od dawna teorii ugięcia światła uogólniając metodę, podaną przez siebie w r. 1917; ostatnio prof. W. Rubinowicz uzyskał ważne ciekawe wyniki dotyczące rozchodzenia się skoków natężeń w polu elektromagnetycznym. Wreszcie interesujące wyniki uzyskał również prof. J. Weysenhoff (Katedra Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Jagiellońskiego) uogólniając relatywi-

styczne ujęcie mechaniki przez wprowadzenie do funkcji Lagrange'a pochodnych drugiego rzędu.

Podkreślić tu jednak należy, że pomimo tak pomyślnego rozwoju polskiej fizyki teoretycznej nie rozwinęła się jeszcze dotychczas dostatecznie wydajna współpraca z fizyką doświadczalną, zwłaszcza na tak ważnym dzisiaj odcinku, jak fizyka ciała stałego.

Fizyka doświadczalna, jak już wspominaliśmy, w okresie powojennym miała start znacznie utrudniony. Dopiero w ciągu ostatnich dwóch, trzech lat mogły w szeregu ośrodków rozwinąć się badania naukowe po ukończeniu odbudowy i rozbudowy. W porównaniu z okresem przedwojennym należy podkreślić, że ośrodek warszawski zajmuje nie tak dominujące stanowisko wobec wzmocnienia się ośrodków prowincjonalnych, zwłaszcza krakowskiego. Ta tendencja do wyrównania poziomów musi być uważana za objaw dodatni. Prace naukowe w politechnikach wymagałyby intensyfikacji, natomiast wybijają się katedry fizyki Akademii Górniczo-Hutniczej. W Politechnice Warszawskiej bardziej naukowo czynna jest jedynie Katedra Fizyki Elektronowej.

Główne kierunki badań w dziedzinie fizyki doświadczalnej stanowią fizyka jądrowa (z włączeniem promieniowania kosmicznego) i fizyka ciała stałego; znacznie osłabło w porównaniu z okresem przedwojennym nasilenie badań z zakresu optyki.

Najciekawsze wyniki osiągnęli fizycy polscy w okresie powojennym w dziedzinie promieniowania kosmicznego. Wymienić tu należy przede wszystkim badania kierowanej przez prof. M. Mięsowicza (Katedra Fizyki Ogólnej Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie) grupy fizyków dotyczące promieniowania obserwowanego na dużych głębokościach (w kopalni soli w Wieliczce). Prace te — odznaczone nagrodą państwową — wyjaśniły, że znaczną rolę odgrywa tu promieniowanie γ ciał promieniotwórczych, zawartych w materiale kopalnym. W ścisłym związku z grupą prof. Mięsowicza pozostaje grupa kosmików Uniwersytetu Łódzkiego (A. Zawadzki i inni), która uzyskała interesujące wyniki za pomocą udoskonalonego hodoskopu, stanowiącego dzisiaj najlepszy tego rodzaju aparat w Polsce.

Bardzo poważny sukces fizyki polskiej stanowi wykrycie przez prof. M. Danysza i prof. J. Pniewskiego w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego w r. 1952 metodą kliszową nowego i ważnego faktu, że w jądrze atomowym mogą istnieć nietrwałe hyperony, cząstki nienaładowane o masie $2181 m_e$, a więc wyraźnie większej od masy neutronu. Wynik ten został potwierdzony przez innych badaczy i otwiera nowe perspektywy dla teorii budowy jądra.

Dalsze osiągnięcie Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego w dziedzinie fizyki jądrowej stanowi wykrycie przez

doc. Z. Wilhelmiego pod kierunkiem prof. A. Sołtana a pewnych nowych reakcji jądrowych pod działaniem szybkich neutronów. Wyniki te osiągnięte zostały na aparaturze jądrowej skompletowanej i w znacznej mierze skonstruowanej przez grupę prof. A. Sołtana.

W katedrze Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Jagiellońskiego wymienić należy zastosowanie przez prof. H. Niewodniczańskiego metody kliszowej do wyznaczania rozkładu kąтового foneutronów, także prowadzone przez doc. J. Janika metodą rozpraszania neutronów cieplnych badania nad strukturą molekularną cieczy, w szczególności alkoholu metylowego, i prace doc. A. Hrynkiwicza nad tworzeniem par elektronowych przez promienie γ . W Lublinie dużym osiągnięciem jest zbudowanie przez doc. W. Żukę spektrografu masowego.

W dziedzinie fizyki ciała stałego wyróżniają się przede wszystkim prace grupy warszawskiej, zajmującej się pod kierunkiem prof. L. Sosnowskiego badaniem właściwości półprzewodników, a więc PbS i związków analogicznych. Prace te pogłębiają naszą znajomość procesów zachodzących w fotoczułych półprzewodnikach i mogą mieć duże znaczenie praktyczne. W szczególności należy wymienić prace A. Wołskiej nad Tl_2S , H. Chęcińskiej nad SePb i TePb oraz prace nad kinetyką fotoprzewodnictwa prowadzone przez prof. L. Sosnowskiego z J. Ostrowskim i innymi. W Katedrze Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Poznańskiego pomyślnie rozwijają się prace kierowanej przez prof. A. Piekarę grupy zajmującej się badaniem ferroelektryków ($BaTiO_3$) i ciekłych dielektryków. Również w ośrodku poznańskim organizuje się pod kierunkiem prof. S. Szczeniowskiego grupa zajmująca się badaniem teoretycznym i doświadczalnym ferromagnetyków.

Inne dziedziny fizyki doświadczalnej nie uzyskały równie poważnych wyników. W dziedzinie optyki zanotować należy prace teoretyczne prof. A. Jabłońskiego i jego współpracowników w Toruniu oraz prace doświadczalne nad luminescencją cząsteczek organicznych, kierowane do r. 1953 przez prof. S. Pieńkowskiego, w szczególności wymienić tu należy prace Z. Małkowskiego i K. Rosińskiego. W Uniwersytecie Jagiellońskim prowadzone były badania z dziedziny spektrofotometrii.

Do osiągnięć dziesięciolecia należy również zaliczyć budowę w różnych ośrodkach kilku większych aparatów i zespołów sprzętu pomiarowego itp., mimo że aparaty te w pełni zostaną wykorzystane dopiero później.

W porównaniu z okresem przedwojennym bardzo wyraźnie wzmożyły się powiązania fizyki z innymi naukami i z techniką. Przed wojną kontakt fizyki teoretycznej z matematyką był bardzo słaby; być może wpływał na to abstrakcyjny kierunek prac silnego warszawskiego ośrodka

styczne ujęcie mechaniki przez wprowadzenie do funkcji Lagrange'a pochodnych drugiego rzędu.

Podkreślić tu jednak należy, że pomimo tak pomyślnego rozwoju polskiej fizyki teoretycznej nie rozwinęła się jeszcze dotychczas dostatecznie wydajna współpraca z fizyką doświadczalną, zwłaszcza na tak ważnym dzisiaj odcinku, jak fizyka ciała stałego.

Fizyka doświadczalna, jak już wspominaliśmy, w okresie powojennym miała start znacznie utrudniony. Dopiero w ciągu ostatnich dwóch, trzech lat mogły w szeregu ośrodków rozwinąć się badania naukowe po ukończeniu odbudowy i rozbudowy. W porównaniu z okresem przedwojennym należy podkreślić, że ośrodek warszawski zajmuje nie tak dominujące stanowisko wobec wzmocnienia się ośrodków prowincjonalnych, zwłaszcza krakowskiego. Ta tendencja do wyrównania poziomów musi być uważana za objaw dodatni. Prace naukowe w politechnikach wymagałyby intensyfikacji, natomiast wybijają się katedry fizyki Akademii Górniczo-Hutniczej. W Politechnice Warszawskiej bardziej naukowo czynna jest jedynie Katedra Fizyki Elektronowej.

Główne kierunki badań w dziedzinie fizyki doświadczalnej stanowią fizyka jądrowa (z włączeniem promieniowania kosmicznego) i fizyka ciała stałego; znacznie osłabło w porównaniu z okresem przedwojennym nasilenie badań z zakresu optyki.

Najciekawsze wyniki osiągnęli fizycy polscy w okresie powojennym w dziedzinie promieniowania kosmicznego. Wymienić tu należy przede wszystkim badania kierowanej przez prof. M. Mięsowicza (Katedra Fizyki Ogólnej Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie) grupy fizyków dotyczące promieniowania obserwowanego na dużych głębokościach (w kopalni soli w Wieliczce). Prace te — odznaczone nagrodą państwową — wyjaśniły, że znaczną rolę odgrywa tu promieniowanie γ ciał promieniotwórczych, zawartych w materiale kopalnym. W ścisłym związku z grupą prof. Mięsowicza pozostaje grupa kosmików Uniwersytetu Łódzkiego (A. Zawadzki i inni), która uzyskała interesujące wyniki za pomocą udoskonalonego hodoskopu, stanowiącego dzisiaj najlepszy tego rodzaju aparat w Polsce.

Bardzo poważny sukces fizyki polskiej stanowi wykrycie przez prof. M. Danysza i prof. J. Pniewskiego w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego w r. 1952 metodą kliszową nowego i ważnego faktu, że w jądrze atomowym mogą istnieć nietrwałe hyperony, cząstki nienaładowane o masie $2181 m_e$, a więc wyraźnie większej od masy neutronu. Wynik ten został potwierdzony przez innych badaczy i otwiera nowe perspektywy dla teorii budowy jądra.

Dalsze osiągnięcie Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego w dziedzinie fizyki jądrowej stanowi wykrycie przez

doc. Z. Wilhelmiego pod kierunkiem prof. A. Sołtana pewnych nowych reakcji jądrowych pod działaniem szybkich neutronów. Wyniki te osiągnięte zostały na aparaturze jądrowej skompletowanej i w znacznej mierze skonstruowanej przez grupę prof. A. Sołtana.

W katedrze Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Jagiellońskiego wymienić należy zastosowanie przez prof. H. Niewodniczańskiego metody kliszowej do wyznaczania rozkładu kąтового fotonęutronów, tamże prowadzone przez doc. J. Janika metodą rozpraszania neutronów cieplnych badania nad strukturą molekularną cieczy, w szczególności alkoholu metylowego, i prace doc. A. Hrynkiewicz a nad tworzeniem par elektronowych przez promienie γ . W Lublinie dużym osiągnięciem jest zbudowanie przez doc. W. Żuk a spektrografu masowego.

W dziedzinie fizyki ciała stałego wyróżniają się przede wszystkim prace grupy warszawskiej, zajmującej się pod kierunkiem prof. L. Sosnowskiego badaniem właściwości półprzewodników, a więc PbS i związków analogicznych. Prace te pogłębiają naszą znajomość procesów zachodzących w fotoczułych półprzewodnikach i mogą mieć duże znaczenie praktyczne. W szczególności należy wymienić prace A. Wołskiej nad Tl_2S , H. Chęcińskiej nad $SePb$ i $TePb$ oraz prace nad kinetyką fotoprzewodnictwa prowadzone przez prof. L. Sosnowskiego z J. Ostrowskim i innymi. W Katedrze Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Poznańskiego pomyślnie rozwijają się prace kierowanej przez prof. A. Piekarę grupy zajmującej się badaniem ferroelektryków ($BaTiO_3$) i ciekłych dielektryków. Również w ośrodku poznańskim organizuje się pod kierunkiem prof. S. Szczeniowskiego grupa zajmująca się badaniem teoretycznym i doświadczalnym ferromagnetyków.

Inne dziedziny fizyki doświadczalnej nie uzyskały równie poważnych wyników. W dziedzinie optyki zanotować należy prace teoretyczne prof. A. Jabłońskiego i jego współpracowników w Toruniu oraz prace doświadczalne nad luminescencją cząsteczek organicznych, kierowane do r. 1953 przez prof. S. Pieńkowskiego, w szczególności wymienić tu należy prace Z. Małkowskiego i K. Rosińskiego. W Uniwersytecie Jagiellońskim prowadzone były badania z dziedziny spektrofotometrii.

Do osiągnięć dziesięciolecia należy również zaliczyć budowę w różnych ośrodkach kilku większych aparatów i zespołów sprzętu pomiarowego itp., mimo że aparaty te w pełni zostaną wykorzystane dopiero później.

W porównaniu z okresem przedwojennym bardzo wyraźnie wzmożły się powiązania fizyki z innymi naukami i z techniką. Przed wojną kontakt fizyki teoretycznej z matematyką był bardzo słaby; być może wpływał na to abstrakcyjny kierunek prac silnego warszawskiego ośrodka

matematyki. Obecnie Instytut Matematyczny PAN kładzie duży nacisk na równomierny rozwój różnych gałęzi matematyki. Zanim powstał Instytut Fizyki PAN, pracowała w Instytucie Matematycznym grupa matematyki fizycznej; istniała też do października 1954 r. związana z ośrodkiem wrocławskim grupa optyki geometrycznej, pracująca pod kierunkiem prof. R. S. Ingardena. Prace tej grupy zapoczątkowane jeszcze w r. 1946 przez prof. S. Lorie rozwijały się pomyślnie; uzyskała ona szereg konkretnych wyników. Wspomnieć również należy o nawiązaniu w ostatnim roku współpracy fizyków teoretyków wrocławskich z grupą analizy, kierowaną przez prof. J. Mikusińskiego; ta współpraca zapowiada się nader owocnie. Grupa optyki geometrycznej pracowała w ścisłym kontakcie z przemysłem optycznym, wykonując dla niego przeliczenia. W Toruniu fizycy współpracują z grupą algebry, kierowaną przez prof. Łosia.

Bardzo pomyślnie rozwinęła się współpraca fizyki z Głównym Urzędem Miar, który w Polsce Ludowej, w stosunkowo krótkim czasie, został odbudowany od podstaw oraz — w porównaniu ze stanem przedwojennym — znacznie rozbudowany. Powstały nowe działy, m. in. fotometryczny i interferometryczny, w których współpraca fizyków przynosi duże korzyści; rozbudowa wymienionych działów nastąpiła w dużym stopniu dzięki pracy profesorów J. Rolińskiego i H. Niewodniczańskiego.

Współpraca z przemysłem i techniką rozwijała się szczególnie wydatnie w ośrodku krakowskim.

Dzięki zorganizowaniu w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Jagiellońskiego już w latach 1946 i 1947 pierwszej w kraju dobrze wyposażonej pracowni fotometrycznej, wykonywane w niej były prace z fotometrii technicznej, które stanowiły bardzo istotną pomoc dla państwowego przemysłu lamp żarowych, szczególnie w pierwszych latach jego powojennej odbudowy. Zakład ten prowadził także dla przemysłu szereg prac zleconych z zakresu analizy widmowej oraz opracowywał metody jej technologicznych zastosowań. Współpracuje on również wydatnie w zakresie spektroskopii, pirometrii, fotometrii, interferometrii, badań rentgenowskich i defektoskopii ultradźwiękowej z Instytutem Odlewnictwa w Krakowie, Głównym Urzędem Miar w Warszawie oraz niektórymi innymi placówkami naukowo-przemysłowymi. Współpraca fizyków przyczyniła się do postawienia na lepszym poziomie badań laboratoryjnych, prowadzonych w tych instytutach.

Bardzo dobre wyniki uzyskał prof. M. Jeżewski z Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie. Prof. Jeżewski wraz z prof. Szklarskim z tejże Akademii opracowali w szczególności metodę magnetycznej defektoskopii lin stalowych, uzyskując za swe osiągnięcia państwową

nagrodę naukową. Metoda prof. Jeżewskiego i Szklarskiego jest dzisiaj szeroko stosowana wszędzie, gdzie chodzi o użycie lin stalowych (np. kopalnie, koleje linowe itp.).

Prof. M. Mięsołowicz z Akademii Górniczo-Hutniczej i prof. A. Soltan opracowali dla przemysłu naftowego metodę profilowania odwiertów przy użyciu neutronów; metoda ta oddaje duże usługi przemysłowi.

W ośrodku warszawskim pomyślnie rozwija się współpraca fizyków z techniką w dziedzinie badań i zastosowań półprzewodników. Zakład Fizyki Półprzewodników Instytutu Fizyki PAN współpracuje w tej dziedzinie z Zakładem Elektroniki Instytutu Podstawowych Problemów Techniki (prof. Grószkowski). Współpraca ta wystąpiła bardzo wyraźnie w czasie obrad sesji fizyki ciała stałego w czerwcu 1954 r. zorganizowanej przez PAN; dziedzina półprzewodników znajduje się obecnie w fazie szybkiego rozwoju zastosowań technicznych, że wspomnimy tu o tranzystorach, toteż ta współpraca fizyków z technikami zapowiada się szczególnie owocnie.

W dziedzinie badań własności dielektryków, a w szczególności ferroelektryków, została nawiązana współpraca pomiędzy ośrodkiem poznańskim fizyki (Zakład Ferromagnetyków i Ferroelektryków — prof. A. Piekara) a techniką — że wymienimy tu Katedrę Radiotechniki Politechniki Wrocławskiej. Ferroelektryki — zwłaszcza tytanian baru — zapowiadają się jako bardzo obiecujące dla radiotechniki materiały, zwłaszcza jeśli chodzi o nieliniowe elementy obwodów.

Nawiązana również została współpraca pomiędzy fizykami ośrodka poznańskiego (Zakład Ferromagnetyków i Ferroelektryków — prof. St. Loria i S. Szczeniowski) a technikami w dziedzinie ferromagnetyzmu — chodzi tu zwłaszcza o laboratorium magnetyczne Instytutu Metali Nieżelaznych w Gliwicach (prof. L. Kozłowski) i Zakład Materiałów Magnetycznych IPPT (prof. A. Smoliński). W tej dziedzinie współpraca przyjęła formę wspólnych seminariów oraz podjęcia badań nad własnościami ferrytów — materiałów magnetycznych, ważnych dla telewizji.

W Instytucie Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego została zorganizowana przez prof. S. Pieńkowskiego grupa prowadząca badania promieniotwórczości skał, co jest interesujące z punktu widzenia geologii, petrografii i mineralogii.

Wspomnieć tu również należy o zapoczątkowanej od niedawna współpracy fizyków z archeologami i geologami czwartorzędowcami. Chodzi tu o określanie wieku szczątków organicznych na podstawie zawartości promieniotwórczego izotopu węgla ^{14}C . Zawartość tego izotopu w tkankach żyjących utrzymuje się na stałym poziomie, po śmierci zaś organizmu ubywa go wykładniczo wskutek rozpadu promieniotwórczego (okres

połowicznego rozpadu wynosi około 5700 lat). Doc. W. Mościcki opracował w Katedrze Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Poznańskiego metodę określania zawartości ^{14}C (chodzi tu o niezwykle drobne ilości tego izotopu) przy użyciu liczników Geigera-Müllera wypełnionych CO_2 ; metoda ta, rozwijana przezeń dalej w Katedrze Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Mikołaja Kopernika, pozwala w zasadzie datować szczątki organiczne do 20 000 lat wstecz. Metoda ta budzi duże zainteresowanie archeologów oraz czwartorzędowców geologów i paleobotaników.

Pewne dziedziny medycyny zaczęły również korzystać ze współpracy fizyków; chodzi tu o zagadnienie dozymetrii promieni (fizycy ośrodka krakowskiego), zagadnienia hemodynamiki i encefalografii oraz zagadnienia z dziedziny fizjologii słuchu (ośrodek poznański — doc. M. Kwiek). Również nawiązana została w ośrodku lubelskim współpraca z lekarzami w zakresie zastosowań analizy widmowej mas.

Jak widać z powyższego przeglądu, fizycy polscy współpracują z szeregiem dziedzin zarówno nauki, jak techniki. Współpraca ta jest dotychczas w wielu dziedzinach w stanie początkowym, w innych rozwija się już pomyślnie. Są dziedziny, gdzie jest ona jeszcze słaba, że wymienimy tu chemię, choć i tu już ostatnia (1954 r.) konferencja chemików w Spale z udziałem fizyków świadczy o postępie w kierunku wzrostu wspólnych zainteresowań. Niewątpliwie oczekiwać można i należy rozszerzenia i pogłębienia tej współpracy fizyki z innymi dziedzinami nauki i techniki. Już obecnie daje się odczuć coraz większe zapotrzebowanie fizyków ze strony przemysłu i techniki i należy się liczyć z tym, że w stosunkowo niedługim czasie zapotrzebowanie to w poważny sposób wpłynie na sytuację kadrową fizyki.

Dla uzyskania pełnego obrazu obecnej sytuacji fizyki w Polsce Ludowej trzeba jeszcze wspomnieć o wydawnictwach fizycznych. W ciągu dwu ostatnich lat w tej dziedzinie widać wyraźny postęp. Od stycznia 1953 r. czasopismo fizyczne naukowe *Acta Physica Polonica*, przejęte przez PAN, zaczęło ukazywać się regularnie jako kwartalnik, a od roku 1955 będzie wychodzić jako dwumiesięcznik. Czasopismo to ukazywało się już przed wojną jako organ Polskiego Towarzystwa Fizycznego. W r. 1949 zaczęło się ukazywać drugie czasopismo fizyczne o charakterze popularyzacyjno-referatowym *Postępy Fizyki*, wydawane w języku polskim przez Polskie Towarzystwo Fizyczne. Od roku 1952 zaczęło się ono ukazywać regularnie jako kwartalnik dzięki podjęciu strony technicznej wydawnictwa przez PWN. Od roku 1955 *Postępy Fizyki* ukazywać się będą jako dwumiesięcznik.

Po wojnie ukazało się również parę podręczników uniwersyteckich. Pojawiły się również pierwsze monografie w języku polskim. Wymienić tu należy „Kwantową teorię atomu“ prof. W. Rubinowicza. W opracowaniu jest parę cennych monografii, które ukażą się w językach obcych.

Sytuacja fizyki polskiej nie jest jeszcze obecnie zadowolająca; pewne dziedziny fizyki teoretycznej — bardziej abstrakcyjne — rozwijają się już bardzo pomyślnie, fizyka doświadczalna dopiero rozpoczyna prace naukowe na szerszą skalę. Z drugiej strony, gdy przypomnimy sobie sytuację w roku 1945 i spojrzymy na to, co osiągnęliśmy dotychczas, gdy uprzytomnimy sobie ogrom pokonywanych trudności i tempo rozwoju, możemy być pewni, że potrafimy pokonać dalsze, jeszcze stojące przed nami trudności i że przed fizyką polską otwiera się droga coraz bujniejszego i piękniejszego rozwoju.

ORYGINALNE PRACE NAUKOWE FIZYKÓW POLSKICH
OGŁOSZONE W LATACH 1945—1954

Mimo możliwie starannego zestawienia poniższego spisu prac, nie jest wykluczone, że pewne publikacje zostały pominięte. Dostrzeżone opuszczenia zechcą Czytelnicy komunikować Redakcji. Ewentualne uzupełnienia ukażą się w jednym z następných zeszytów.

Spis nie zawiera prac z czasów wojny zestawionych w „Wykazie Prac Mat.-Przyr. wykonanych w latach 1939—1945“, wydanych przez PAU.

ANTONOWICZ K.

1. An Integrating Apparatus for the Schrödinger Equation, *Acta Phys. Pol.*, **12**, 163 (1953).
2. Przyrząd do całkowania równania Schroedingera, *Studia Societatis Scientiarum Toruniensis* (w druku).

AULEYTNER J.

1. The X-Ray Investigation of Some Fossil Rubbers, *Bull. Ac. Pol. Sci.*, **Cl. III**, **1**, 5 (1953).

BARTKOWSKA J.

1. Third Order Aberrations of a Mirror Lens, *Acta Phys. Pol.*, **12**, 57 (1953).

BLATON J.

1. On a Geometrical Interpretation of Energy and Momentum Conservation in Atomic Collisions and Disintegration Processes, *Det. Kgl. Danske Vid. Selskab Mat-Phys. Meddeler*, **24**, nr 20 (1950).

BŁASZKIEWICZ Z.

Kwiek M., Wołowski W. i Błaszkiwicz Z.

1. Badania nad oporem elektrycznym głowy dla prądów stosowanych w leczeniu chorób psychicznych elektronarkoza, *Rocznik Psychiatryczny*, **37**, 443 (1952).

BRUNSZ R.

Wilhelmi Z., Brunsz R. i Dąbrowski C.

1. Some New Nuclear Reactions Produced in Tin by Fast Neutrons, *Bull. Ac. Pol. Sci.*, **Cl. III**, **1**, 105 (1953).

BURAS B.

Buras B. i Zaręba A.

1. The Influence of X-Rays on Electrical Conductivity of Photo-sensitive Layers of PbS and Tl₂S *Bull. Ac. Pol. Sci.*, **Cl. III**, (w druku).

CHECIŃSKA H.

1. Photoconductive and Photovoltaic Lead Selenide Layers, *Acta Phys. Pol.*, **12**, 194 (1953).

Chęcińska H. i Sosnowski L.

2. Photoconductive Lead Telluride Layers, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **2**, 383 (1954).

CHMIELEWSKI M.

Sosnowski L. i Chmielewski M.

1. Response Time of Photoconductivity of Lead Selenide, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **1**, 119 (1953).

CIOK P.

Ciock P., Danysz M. i Gieruła J.

1. Two Observations of Unstable Nuclear Fragments, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **2**, 171 (1954).
2. Delayed Decay of Heavy Fragments Ejected from Cosmic Ray Stars, *Il Nuovo Cim.*, **11**, 436 (1954).
3. Possible Example of a Meson Active Triton Decay at Rest., *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III* (w druku).

Ciock P. i Stegner A.

4. An Analysis of Λ^0 Particle Decay in Flight Recorded in Nuclear Emulsion, *Acta Phys. Pol.* (w druku).

CYGAN H.

1. Measuring Energy Emitted by Electrically Activated Nitrogen, *Acta Phys. Pol.*, **11**, 189 (1952).

DANYSZ M.

Danysz M. i Wilhelmi Z.

1. A Method of Determining the Efficiency of Ra-Be Neutron Sources, *Acta Phys. Pol.*, **11**, 71 (1951).

Danysz M. i Yekutieli G.

2. On Loading Nuclear Emulsions with Wires, *Phil. Mag.*, **42**, 1185 (1951).

Danysz M., Yekutieli G. i Lock O. W.

3. Evidence for the Existence of Neutral Particles of Very Short Lifetime, *Nature*, **169**, 364 (1952).

Danysz M. i Pniewski J.

4. Spectrum of Radium E, *Nature*, **171**, 694 (1953).
5. A Method of Preparation of Very Thin RaE Sources, *Acta Phys. Pol.*, **11**, 226 (1952).
6. Delayed Desintegration of a Heavy Fragment Emitted in Nuclear Explosion, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **1**, 42 (1953).
7. Delayed Desintegration of a Heavy Nuclear Fragment, *Phil. Mag.*, **44**, 348 (1953).

Danysz M.

8. An Example of Particle V_1^0 Desintegration in Nuclear Emulsion, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, 177 (1953).

Ciock P., Danysz M. i Gieruła J.

9. Two Observations of Unstable Nuclear Fragments, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **2**, 63 (1954).

10. Delayed Decay of Heavy Fragments ejected from Cosmic Ray Stars, *Il Nuovo Cim.*, **11**, 436 (1954).
11. Possible Example of a Meson Active Triton Decay at Rest., *Bull. Ac. Pol. Sci.*, Cl. III (w druku).

Danysz M., Gierula J. i Skrzypczak E.

12. A Possible Example of Decay in Flight of a Charged Hyperon, *Bull. Pol. Ac. Sci.*, Cl. III (w druku).

DĄBROWSKI C.

Wilhelmi Z., Brunsz R. i Dąbrowski C.

1. Some New Nuclear Reactions Produced in Tin by Fast Neutrons, *Bull. Ac. Pol. Sci.*, Cl. III, **1**, 105 (1953).

DĄBROWSKI J.

1. The Interference of the Enforced Electric Dipole Radiation and the Spontaneous Electric Quadrupole Radiation, *Acta Phys. pol.*, **11**, 131 (1952).
2. Angular Correlation of Three Successive Gamma Quanta, *Acta Phys. Pol.*, **12**, 64 (1953).
3. Angular Correlation of Three Successive Gamma Quanta, *Bull. Ac. Pol. Sci.*, Cl. III, **1**, 14 (1953).

Dąbrowski J. i Sawicki J.

4. Angular Distribution of Deuterons from $\text{Be}^9(p, d)\text{Be}^8$, *Il Nuovo Cim.*, **12**, 293 (1954).
5. A Simple Model of the Li^6 Nucleus and the $\text{Li}^6(n, t)\text{He}^4$ Section, *Bull. Ac. Pol. Sci.* (w druku).

DASZKIEWICZ O.

1. A New Simple Type of the Rectangular Pulse Generator, *Acta Phys. Pol.*, **10**, 247 (1951).

DRZEWIECKI P.

Jabłoński A., Drzewiecki P., Kawski A. i Kryszewski M.

1. Two Simple Methods of Measurement of the Rate of Polarisation of Light, *Acta Phys. Pol.*, **12**, 149 (1953).

DYBOWSKI K.

1. Płytką miedziana dwustronnie pokryta tlenkiem miedziowym jako element prostowniczy, *Przegląd Telekom.* nr 4, str. 116 (1951).

Majewski W., Dybowski K. i Grabowski J.

2. Orientacyjne badania wpływu poszczególnych faz obróbki na asymetrię oporu prostowniczego elementu kuprytowego, *Przegląd Telekom.*, nr 9, 188 (1952).

Majewski W., Dybowski K. i Grabowski J.

3. Wyniki badań nad asymetrią oporu elektrycznego kontaktu $\text{Cu-Cu}_2\text{O}$, *Zeszyty Naukowe P. W. Elektryka* nr 1, 81 (1953).

FLORKOWSKI T.

1. Bezkontaktowy pomiar grubości cienkich blach, *Hutnik* nr 4, 134 (1953).

GALASIEWICZ Z.

1. The Influence of the Internal Stress in Dielectrics on the Polarisation of Reflected Light, *Acta Phys. Pol.*, **11**, 91 (1951).

GIERULA J.

1. Comparison Method of Measuring the Angular Correlation of Gamma-Rays, *Acta Phys. Pol.*, **10**, 87 (1950).
2. Coincidence in G—M Counters Due to Single Gamma Photons, *Acta Phys. Pol.*, **10**, 299 (1951).
3. Angular Distribution of Compton Coincidences, *Acta Phys. Pol.*, **11**, 36 (1951).

Ciołk P., Danysz M. i Gierula J.

4. Two Observations of Unstable Nuclear Fragments, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **2**, 63 (1954).
5. Delayed Decay of Heavy Fragments Ejected from Cosmic Ray Stars, *Il Nuovo Cim.*, **11**, 436 (1954).
6. Possible Example of a Meson Active Triton Decay at Rest, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III* (w druku).

Danysz M., Gierula J. i Skrzypczak E.

7. A Possible Example of Decay in Flight of a Charged Hyperon, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III* (w druku).

GORGOLEWSKI S.

1. Quenching Unit for CO₂ Filled G—M Counters, *Acta Phys. Pol.*, **12**, 152 (1953).

GOSTKOWSKI K.

1. O związku między potencjałem elektrokinetycznym a granicznym przewodnictwem równoważnikowym, *Zeszyty Naukowe Polit. Śl.*, nr 3 (w druku).
2. O związku między koagulacją a ruchliwością jonów koagulatora, *Zeszyty Naukowe Polit. Śl.*, nr 3 (w druku).

GRABOWSKI J.

1. Pewne zagadnienia obróbki termicznej i końcowej elementów kuprytowych, *Przegląd Telekom.* nr 3, str. 91 (1951).

Majewski W., Dybowski K. i Grabowski J.

2. Orientacyjne badania wpływu poszczególnych faz obróbki na asymetrię oporu prostowniczego elementu kuprytowego, *Przegląd Telekom.* nr 9, 188—295 (1952).

Majewski W., Dybowski K. i Grabowski J.

3. Wyniki badań nad asymetrią oporu elektrycznego kontaktu Cu—Cu₂O I, *Zeszyty Naukowe P. W. Elektryka* nr 1, str. 81—94 (1953).

GRABOWSKI T.

Grabowski T. i Natanson L.

1. Absorption in Al of the Positron Radiation of ¹³N, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **2**, 379, (1954).

GROTOWSKI K.

Niewodniczański H., Grotowski K. i Hryniewicz A.

1. Effect of Thermionic Emission at Room Temperature in Photo-sensitive Geiger-Mueller Tubes, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **1**, 109 (1953).

GRZESIAK K.

1. A Mains Voltage Stabilizer with Iron-Hydrogen Current Regulators, *Acta Phys. Pol.* **13**, 151 (1954).

GÜNTHER M.

1. On the Theory of Spontaneous and „Forced“ K—Capture, *Acta Phys. Pol.*, **10**, 7 (1950).
2. On the Zero Field Fluctuation Energy Correction for the Ground State of the Helium Atom, *Physica*, **15**, 675 (1949).
3. The Relativistic Configuration Space Formulation of the Multielectron Problem, p. I, *Phys. Rev.*, **88** 1411 (1952).
4. The Relativistic Configuration Space Formulation of the Multielectron Problem, p. II, *Phys. Rev.* (w druku).

GWIAZDOWSKI B.

1. Charakterystyka działania komór jonometrycznych samogasnących własnej produkcji, *Zeszyty Polit. Warsz. Elektryka* (w druku).

HALAUNBRENNEROWA J.

1. O promieniowaniu soli potasowych, *Roczniki Chemii*, zeszyt 4 (1954).

HALAUNBRENNER M.

1. Tarcie a gładkość powierzchni, *Wiadomości P. K. N.* zeszyt 5, maj 1952.
2. Koncepcja tarcia anizotropowego, *Przegląd Techn.*, marzec 1954.

HANUS W.

1. The Torsional Oscillator, *Acta Phys. Pol.*, **10**, 173 (1950).
2. Oscylator torsyjny, *Studia Societatis Scientiarum Toruniensis II A* (1951).

Hanusz W. i Rayski J.

3. Vacuum Polarization in Non-Local Electrodynamics, *Acta Phys. Pol.*, **12**, 181 (1953).

HRYNKIEWICZ A.

1. On the Angular Distribution of Electron Pairs Created in Lead by Gamma-Rays of ThC⁴, *Acta Phys. Pol.* **10**, 251 (1950).
2. On the Absorption in Aluminium of Electrons Pair Created in Lead by Gamma-Rays of ThC⁴, *Acta Phys. Pol.*, **11**, 75 (1951).
3. Notes on the Anaphase Mechanism and on the Energy of Chromosome Movement, *Acta Societatis Botanicorum Poloniae*, **21**, 5 (1951).
4. On the Dependence of the Cross-Section for Pair Production on the Atomic Number Z, *Acta Phys. Pol.*, **11**, 263 (1952).
5. On the Deviation from the Quadratic Dependence on the Atomic Number of the Cross-Section for Pair Production, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **1**, 49 (1953).
6. Note on the Z-Dependence of the Cross-Section for Pair Production, *Acta Phys. Pol.*, **13**, 205 (1954).

Niewodniczański H., Grotowski K. i Hrynkiewicz A.

7. Effect of Thermionic Emission at Room Temperatures in Photosensitive Geiger-Mueller Tubes, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **1**, 109 (1953).

HUBICKI J.

Hubicki J., Jurkiewicz L. i Wierzbiicka Z.

1. Pomiar promieniowania gamma i beta z próbek wiertniczych, *Prace Głównego Instytutu Naftowego nr 4*, **11** (1951).

INFELD L.

1. A New Approach to Relativistic Cosmology, *Nature*, **156**, 114 (1945).
2. (z A. Schildem). A Note to the Kepler Problem in a Space of Constant Negative Curvature. *Phys. Rev.*, **67**, 2 (1945).
3. (z A. Schildem). A New Approach to Kinematic Cosmology, *Phys. Rev.*, **68**, 22 (1945).
4. (z Schildem). A New Approach to Kinematic Cosmology, *Phys. Rev.*, **70**, 15 (1946).
5. The influence of the Width of the Gap upon the Theory of Antennas, *Quart. of Applied Maths.*, **5**, 19 (1947).
6. On some Series of Bessel Functions, *J. of Maths.*, and *Phys.* **26**, 7 (1947).
7. Recurrence Formulas for Coulomb Wave Function, *Phys. Rev.*, **72**, 1 (1947).
8. The Factorization Method, Hydrogen Intensities and Related Problems, *Phys. Rev.*, **74**, 4 (1948).
9. (z Einsteinem). On the Motion of Particles in General Relativity Theory, *Canad. J. of Maths.*, **1**, 32 (1948).
10. (z Schildem). On the Motion of Test Particles in General Relativity, *Rev. of Modern Phys.*, **21**, 6 (1949).
11. (z Chienem, Pouncerem, Stevensonem, J. L. Synge). Contribution to the Theory of Wave Guides, *Canad. J. of Research A*, **27**, 61 (1949).
12. On the Factorization Method and Its Application to Differential Equations in Theoretical Physics, *Proc. of Symposia in Applied Maths.*, **2**, 8 (1949).
13. The New Einstein Theory and the Equations of Motion, *Acta Phys. Pol.*, **10**, 284 (1950).
14. The New Einstein Theory and the Equations of Motion, *Nature*, **165** (1950).
15. (z Hullem). The Factorization Method, *Rev. of Modern Phys.*, **21** (1951).
16. (z Scheideggerem). Radiation and Gravitational Equations of Motion, *Canad. J. of Maths.*, **3**, 2, 195—207 (1951).
17. Is there an Aether?, *Nature*, **169**, 702 (1952).
18. On the Use of an Approximation Method in Dirac's Electrodynamics, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **1** (1953).
19. An Electronic Cloud in a Homogenous Electric and Magnetic Field According to Dirac's Theory, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **1**, 99 (1953).
20. The Coordinate Conditions and the Equations of Motion, *Can. J. Math.*, **5**, 17 (1953).
21. Equations of Motion and Non-Harmonic Coordinate Conditions, *Bull. Pol. Ac. Sci., Cl. III*, **1**, 163 (1954).
22. On the Motion of Bodies in General Relativity Theory, *Acta Phys. Pol.*, **13**, 187 (1954).

Infeld L. i Plebański J.

23. Electrodynamics without Potentials I, *Proc. Roy. Soc. A*, **222**, 224 (1954).
24. On Some Class of Unitary Transformations, *Acta Phys. Pol.* (w druku).
25. Unitary Transformations and Spinor Calculus, *Bull. Ac. Pol. Sci.* (w druku).
26. Electrodynamics without Potentials II, *Acta Phys. Pol.*, **12**, 123 (1953).

INGARDEN R. S.

1. Statistical Theory of the Vernier Visual Acuity, *Colloquium Mathematicum*, **1**, 46 (1947).
2. Neutral Molecules as Centres for the Vapour Condensation, *Comptes Rendus de la Société des Sciences et des Lettres de Wrocław*, **2**, 76 (1947).

INFELD L.

1. A New Approach to Relativistic Cosmology, *Nature*, **156**, 114 (1945).
2. (z A. Schildem). A Note to the Kepler Problem in a Space of Constant Negative Curvature. *Phys. Rev.*, **67**, 2 (1945).
3. (z A. Schildem). A New Approach to Kinematic Cosmology, *Phys. Rev.*, **68**, 22 (1945).
4. (z Schildem). A New Approach to Kinematic Cosmology, *Phys. Rev.*, **70**, 15 (1946).
5. The influence of the Width of the Gap upon the Theory of Antennas, *Quart. of Applied Maths.*, **5**, 19 (1947).
6. On some Series of Bessel Functions, *J. of Maths., and Phys.* **26**, 7 (1947).
7. Recurrence Formulas for Coulomb Wave Function, *Phys. Rev.*, **72**, 1 (1947).
8. The Factorization Method, Hydrogen Intensities and Related Problems, *Phys. Rev.*, **74**, 4 (1948).
9. (z Einsteinem). On the Motion of Particles in General Relativity Theory, *Canad. J. of Maths.*, **1**, 32 (1948).
10. (z Schildem). On the Motion of Test Particles in General Relativity, *Rev. of Modern Phys.*, **21**, 6 (1949).
11. (z Chienem, Pouncerem, Stevensonem, J. L. Synge). Contribution to the Theory of Wave Guides, *Canad. J. of Research A*, **27**, 61 (1949).
12. On the Factorization Method and Its Application to Differential Equations in Theoretical Physics, *Proc. of Symposia in Applied Maths.*, **2**, 8 (1949).
13. The New Einstein Theory and the Equations of Motion, *Acta Phys. Pol.*, **10**, 284 (1950).
14. The New Einstein Theory and the Equations of Motion. *Nature*, **165** (1950).
15. (z Hullem). The Factorization Method, *Rev. of Modern Phys.*, **21** (1951).
16. (z Scheideggerem). Radiation and Gravitational Equations of Motion, *Canad. J. of Maths.*, **3**, 2, 195—207 (1951).
17. Is there an Aether?, *Nature*, **169**, 702 (1952).
18. On the Use of an Approximation Method in Dirac's Electrodynamics, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **1** (1953).
19. An Electronic Cloud in a Homogenous Electric and Magnetic Field According to Dirac's Theory, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **1**, 99 (1953).
20. The Coordinate Conditions and the Equations of Motion, *Can. J. Math.*, **5**, 17 (1953).
21. Equations of Motion and Non-Harmonic Coordinate Conditions, *Bull. Pol. Ac. Sci., Cl. III*, **1**, 163 (1954).
22. On the Motion of Bodies in General Relativity Theory, *Acta Phys. Pol.*, **13**, 187 (1954).

Infeld L. i Plebański J.

23. Electrodynamics without Potentials I, *Proc. Roy Soc. A*, **222**, 224 (1954).
24. On Some Class of Unitary Transformations, *Acta Phys. Pol.* (w druku).
25. Unitary Transformations and Spinor Calculus, *Bull. Ac. Pol. Sci.* (w druku).
26. Electrodynamics without Potentials II, *Acta Phys. Pol.*, **12**, 123 (1953).

INGARDEN R. S.

1. Statistical Theory of the Vernier Visual Acuity, *Colloquium Mathematicum*, **1** 46 (1947).
2. Neutral Molecules as Centres for the Vapour Condensation, *Comptes Rendus de la Société des Sciences et des Lettres de Wrocław*, **2**, 76 (1947).

3. Neutralne 'drobiny jako centra kondensacji' pary przesyconej, Sprawozdania Wrocławskiego Towarzystwa Naukowego, **2**, 86 (1947).
 4. Theoretical Remarks on Crane and Halpern's Experimental Evidence for the Existence of the Neutrino, *Acta Phys. Pol.*, **9**, 109 (1947).
 5. On the Stigmatic Representation of Space in the Electron Microscope, *Colloquium Mathematicum*, **1**, 44 (1947).
 6. O idealnym odwzorowaniu w mikroskopie elektronowym, Sprawozdania Wrocławskiego Towarzystwa Naukowego, **4**, 197 (1949).
 7. Problème. *Colloquium Mathematicum*, **1**, 334 (1948).
 8. A Geometrical Interpretation of the Phase Difference Angle and Its Application to A. C. Phase Measurements by Means of the Oscillograph, *Acta Phys. Pol.*, **9**, 149 (1948).
 9. Sur quelques problèmes topologiques de l'optique géométrique, *Colloquium Mathematicum*, **1**, 247 (1948).
 10. Urównienia dwiżenia i urównienia pola w piatimiernoj jedinoj teorii pola, *Dokłady Akademii Nauk SSSR*, **88**, 733 (1953).
 11. Equations of Motion and Field Equations in the Five-Dimensional Unitary Theory of Relativity, National Science Foundation-Translations of Russian Reports in Physics, Office of Technical Services, Department of Commerce, Washington, 26 July 1953.
 12. Buridan i Kopernik — dwie koncepcje nauki, *Studia i Materiały z Dziejów Nauki Polskiej*, **1**, 51 (1953).
 13. Deux conceptions de la science — Buridan et Copernic, *La Pensée, Nouvelle Série*, **53**, 17 (1954).
 14. A Generalization of the Young-Rubinowicz Principle in the Theory of Diffraction, *Acta Phys. Pol.* (w druku).
- Ingarden R. S. i J. G. Mikusiński
15. Considérations théoriques sur la granulation, *Sciences et Industries Photographiques*, **24**, 280 (1953).
- Ingarden R. S. i Ochman H.
16. Optimal Optical Systems, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **2**, 271 (1954).
- JABŁOŃSKI A.
1. On the Phase Shift Approximation in the Theory of Pressure Broadening of Spectral Lines, *Phys. Rev.*, **73**, 258 (1948).
 2. Influence of Torsional Vibrations of Luminescent Molecules on the Fundamental Polarization of Photoluminescence of Solution, *Acta Phys. Pol.*, **10**, 33 (1950).
 3. Fundamental Polarization of Photoluminescence and Torsional Vibrations of Molecules, *Acta Phys. Pol.*, **10**, 193 (1950).
 4. A Note on the Franck-Condon Principle, *Acta Phys. Pol.*, **11**, 195 (1952).
 5. Fluorescent Emission of Resonance Lines at Higher Pressures, *Il Nuovo Cim.*, **10**, 573 (1953).
 6. Magnetic Rotation of the Plane of Polarization of Broadened Resonance Lines, *Acta Phys. Pol.*, **13**, 91 (1954).
 7. Quenching of Photoluminescence of Solutions. *Acta Phys. Pol.*, **13**, 175 (1954).
 8. Yield of Anti-Stokes Fluorescence of Dye Solutions, *Acta Phys. Pol.* (w druku).
 9. Depolarization of Concentration of Photoluminescence of Solutions, *Acta Phys. Pol.* (w druku).

Jabłoński A., Drzewiecki P., Kawski A. i Kryszewski M.

10. Two Simple Methods of Measurement of the Rate of Polarization of Light, *Acta Phys. Pol.*, **12**, 149 (1953).

Jabłoński A. i Ziemecki S.

11. On the Effects Observed with Elliptically Polarized Light Acting on Selectively Photoelectric Surfaces, *Bull. Inter. Ac. Pol. Sci. Let.*, ser. A, 291 (1951).

JANIEK J. A.

1. On the Selective Absorption of Thermal Neutrons in Selenium and Arsenium, *Acta Phys. Pol.*, **10**, 261 (1950).
2. Scattering of Slow Neutrons by Protons of Dissociated Electrolytes, *Bull. Int. Ac. Pol. Sci. Let. ser. A* (1950).
3. Influence on the Electrolytic Dissociation and the Hydration of H_2SO_4 Molecules on the Scattering of Slow Neutrons, *Acta Phys. Pol.*, **11**, 146 (1952).
4. Investigation of the Molecular Structure of Methyl Alcohol by the Scattering of Thermal Neutrons, *Acta Phys. Pol.*, **12**, 45 (1953).
5. Scattering of Thermal Neutrons by Liquids. I. Experiments with CH_3OH and CH_3I . *Bull. Ac. Pol. Sci.*, Cl. III, **1**, 45 (1953).
6. The Existence of Two OH Groups in H_2SO_4 Molecules Verified by the Scattering of Thermal Neutrons, *Acta Phys. Pol.*, **11**, 329 (1952).
7. Scattering of $80^\circ K$ -Neutrons by CH_3OH and CH_3I Molecules, *Acta Phys. Pol.*, **13**, 167 (1954).
8. Scattering of Slow Neutrons by Liquids Scattering of $80^\circ K$ Neutrons in CH_3OH and CH_3I , *Bull. Ac. Pol. Sci.*, Cl. III, **2**, 225 (1954).

JEŻEWSKI M.

Jeżewski M. i Mięśowicz M.

1. Études des compteurs de Geiger-Mueller, *Annales Ac. Sci. Techn.*, **7**, 41 (1946).

Jeżewski M. i Szklarski L.

2. Przyrząd do magnetycznego badania lin kopalnianych magnesowanych podłużnie przy pomocy elektromagnesu, Patent nr 33472, Warszawa.
3. Ulepszona elektro-magnetyczna metoda badania lin kopalnianych, *Biul. Inst. Nauk Badawczego Przem. Węglowego*, **2**, 1 (1947).
4. Ulepszona elektromagnetyczna metoda badania lin drucianych, *Czasopismo Techniczne*, Kraków 1948.

Jeżewski M., Kawecki Z. i Szklarski L.

5. Przyrząd do magnetycznego badania lin stalowych magnesowanych podwójnie, Patent nr 34170, Warszawa.
6. New Improvements of Magnetic Wire Ropes Testing Method, *Bull. Inter. Ac. Pol. Sci. Let.*, **1** (1950), Suppl.
7. Investigations of the Magnetic Leakage Fields Deriving from Defects in Wire Ropes in Connection with the Magnetic Wire Rope Testing Method, *Archivum Elektrotechniki*, **3**, 127 (1954).

Jeżewski M.

8. O elektrycznych metodach mierzenia wilgotności drewna i o nowym aparacie do mierzenia wilgotności, *Prace Rolniczo Leśne PAU*, Kraków (1953).

JÓŻWIAK J.

Jóźwiak J. i Mościcki W.

1. A Multiple Shielding Counter, *Acta Phys. Pol.*, **11**, 211 (1952).

JURKIEWICZ L.

1. On the Influence of Low Energy Photons (2—7 MeV) on the Absorption Curve of Extensive Air Showers in Lead, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **7**, 329 (1954).

Jurkiewicz L., Hubicki J. i Wierzbicka Z.

2. Pomiary promieniowania gamma i beta z próbek wiertniczych, *Prace Głównego Instytutu Naftowego*, nr 4, **11** (1951).

Mięśłowicz M., Jurkiewicz L., i Mikucki A.

3. A Geiger-Mueller Counter Apparatus for Gamma-Rays Well Logging, *Acta Geophys. Pol.*, **1**, 187 (1953).
4. Aparatura do profilowania gamma w odwiertach naftowych z rejestracją ciągłą, *Prace Głównego Inst. Naftowego* nr 4, **3** (1951).

Mięśłowicz M. i Jurkiewicz L.

5. A Counter Apparatus for the Measurements of Cosmic Rays, *Acta Phys. Pol.*, **9**, 55 (1947).

Mięśłowicz M., Jurkiewicz L. i Massalski J. M.

6. On Some Low Ionizing Radiation Observed by Measurements of Cosmic Radiation at Great Depths, *Phys. Rev.*, **77**, 380 (1950).
7. On Some Photon Radiation Observed by Measurements of Cosmic Radiation at Great Depths, *Acta Phys. Pol.*, **10**, 69 (1950).

KAWSKI A.

Jabłoński J., Drzewiecki P., Kawski A., i Kryszewski M.

1. Two Simple Methods of Measurement of the Rate of Polarization of Light, *Acta Phys. Pol.*, **12**, 149 (1953).

KOŁODZIEJSKI R.

1. Outline of a General Theory of Atomic Collisions, *Acta Phys. Pol.*, **10**, 223 (1950).
2. Phase Shift Formula for Many Body Collisions, *Nature*, **165**, 110 (1950).

KOŁOS W.

1. The Influence of Hindered Rotations on the Scattering of Slow Neutrons by Bound Protons, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **2**, 63 (1954).
2. The Influence of Hindered Rotations on the Scattering of Slow Neutrons by Bound Protons, *Acta Phys. Pol.*, **13**, 67 (1954).

KOŁODZIEJCZYK L.

1. De l'influence des chocs magnétiques sur l'énergie cinétique de l'électron *C. R.*, **256**, 1476 (1953).

KRÓLIKOWSKI W.

1. Directional Correlation for Two-Quanta Emission, *Acta Phys. Pol.*, **11**, 233 (1952).
2. Directional Correlations for Simultaneous Two-Quanta Processes, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **1**, 27^A (1953).
3. Theory of Radiation in Crystals, *Acta Phys. Pol.* (w druku).
4. Configurational Representation of Photons, *Acta Phys. Pol.* (w druku).
5. Connections between the Einstein-Infeld Approximation Method and the Perturbation Method, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **2**, 375 (1954).
6. The Wave Functions of Photons and their Configuration Equation, *Il Nouvo Cim.*, **12**, 852 (1954).

KRYSZEWSKI M.

1. Zależność lepkości istotnej roztworów polibromku winylu w zależności od długości fali światła ultrafioletowego wzbudzającego fotopolimeryzację, *Roczniki Chemii* (w druku).
2. O możliwościach wyznaczania stopnia polimeryzacji i innych wielkości charakterystycznych na podstawie badań rentgenowskich roztworów polimerów. *Roczniki Chemii* (w druku).
3. Kinetyka fotopolimeryzacji bromku winylu, *Roczniki Chemii* (w druku).

Jabłoński A., Drzewiecki P., Kawski A. i Kryszewski M.

4. Two Simple Methods of Measurement of the Rate of Polarisation of Light, *Acta Phys. Pol.*, **12**, 149 (1953).

KUNISZ D.

1. Determination of the Relative Intensities in the Triplet $4d^3D - 4p^3P^0$ in ZnI Spectrum, *Bull. Acad. Pol. Sci.*, III, **1**, 52 (1953).
2. On a Graphic Method of Eliminating the Background in Photographic Spectrophotometry, *Acta Phys. Pol.*, **12**, 3 (1953).

KWIEK M.

1. Badania nad przebiegiem czułości słuchu na amplitudę dźwięku, *Pozn. T. P. N., Prace Kom. Mat. Przyr.*, VI/9, str. 18 (1950).
2. Badania przebiegu czułości słuchu na natężenie tonu sinusowego metodą różniczkową, *Pozn. T. P. N., Prace Kom. Przyr.*, VI/13, str. 23 (1953).
3. Sur la réduction des spectres acoustiques, *Bulletin P. T. P. N.*, **11**, 116 (1951).

Kwiek M., Wołowski W. i Błaszkiwicz Z.

4. Badania nad oporem elektrycznym głowy dla prądów stosowanych w leczeniu chorób psychicznych elektronarkozą, *Rocznik Psychiatryczny*, **37**, 443 (1952).

LIPIŃSKI F.

Niewodniczański H. i Lipiński F.

1. On the Forbidden Line in the Atomic Spectrum of Tellurium, *Bull. Int. Pol. Ac. Sci. Let.*, ser. A, **30** (1947).

ŁOPUSZAŃSKI J.

1. Solution of Thomas-Fermi Equation for Molecules with Axial Symmetry, *Acta Phys. Pol.*, **10**, 213 (1951).
2. The Derivation of Vlasov's Equation from Fock's Equation, *Acta Phys. Pol.*, **11**, 196 (1952).
3. Distributions and Statistical Moments of Bosons and Fermions with Some of Their Applications, *Acta Phys. Pol.*, **11**, 298 (1952).
4. Relativisierung der Theorie der stochastischen Prozesse, *Acta Phys. Pol.*, **12**, 87 (1953).
5. Lösung der G-Gleichungen von Jánossy für die kosmischen Schauer, *Acta Phys. Pol.*, **12**, 156 (1953).

MAJEWSKI W.

1. Otrzymywanie prostowniczych elementów kuprytowych, *Przegląd Telekom.* nr 3, s. 83 (1951).
2. O prostowniczym działaniu układu $Cu-Cu_2O-(Cu)$ (w druku).

KRYSZEWSKI M.

1. Zależność lepkości istotnej roztworów polibromku winylu w zależności od długości fali światła ultrafioletowego wzbudzającego fotopolimeryzację, *Roczniki Chemii* (w druku).
2. O możliwościach wyznaczania stopnia polimeryzacji i innych wielkości charakterystycznych na podstawie badań rentgenowskich roztworów polimerów, *Roczniki Chemii* (w druku).
3. Kinetyka fotopolimeryzacji bromku winylu, *Roczniki Chemii* (w druku).

Jabłoński A., Drzewiecki P., Kawski A. i Kryszewski M.

4. Two Simple Methods of Measurement of the Rate of Polarisation of Light, *Acta Phys. Pol.*, **12**, 149 (1953).

KUNISZ D.

1. Determination of the Relative Intensities in the Triplet $4d^3D - 4p^3P^0$ in ZnI Spectrum, *Bull. Acad. Pol. Sci.*, III, **1**, 52 (1953).
2. On a Graphic Method of Eliminating the Background in Photographic Spectrophotometry, *Acta Phys. Pol.*, **12**, 3 (1953).

KWIEK M.

1. Badania nad przebiegiem czułości słuchu na amplitudę dźwięku, *Pozn. T. P. N.*, *Prace Kom. Mat. Przyr.*, VI/9, str. 18 (1950).
2. Badania przebiegu czułości słuchu na natężenie tonu sinusowego metodą różniczkową, *Pozn. T. P. N.*, *Prace Kom. Przyr.*, VI/13, str. 23 (1953).
3. Sur la réduction des spectres acoustiques, *Bulletin P. T. P. N.*, **11**, 116 (1951).

Kwiek M., Wołowski W. i Błaszkievicz Z.

4. Badania nad oporem elektrycznym głowy dla prądów stosowanych w leczeniu chorób psychicznych elektronarkozą, *Rocznik Psychiatryczny*, **37**, 443 (1952).

LIPIŃSKI F.

Niewodniczański H. i Lipiński F.

1. On the Forbidden Line in the Atomic Spectrum of Tellurium, *Bull. Int. Pol. Ac. Sci. Let.*, ser. A, **30** (1947).

ŁOPUSZAŃSKI J.

1. Solution of Thomas-Fermi Equation for Molecules with Axial Symmetry, *Acta Phys. Pol.*, **10**, 213 (1951).
2. The Derivation of Vlasov's Equation from Fock's Equation, *Acta Phys. Pol.*, **11**, 196 (1952).
3. Distributions and Statistical Moments of Bosons and Fermions with Some of Their Applications, *Acta Phys. Pol.*, **11**, 298 (1952).
4. Relativisierung der Theorie der stochastischen Prozesse, *Acta Phys. Pol.*, **12**, 87 (1953).
5. Lösung der G-Gleichungen von Jánossy für die kosmischen Schauer, *Acta Phys. Pol.*, **12**, 156 (1953).

MAJEWSKI W.

1. Otrzymywanie prostowniczych elementów kuprytowych, *Przegląd Telekom.* nr 3, s. 83 (1951).
2. O prostowniczym działaniu układu $Cu-Cu_2O-(Cu)$ (w druku).

Majewski W., Dybowski K. i Grabowski J.

3. Orientacyjne badania wpływu poszczególnych faz obróbki na asymetrię oporu prostowniczego elementu kuprytowego, *Przegląd Telekom.* nr 9, 188 (1952).
4. Wyniki badań nad asymetrią oporu elektrycznego kontaktu Cu—Cu₂O I, *Zeszyty Naukowe P. W. Elektryka* nr 1, s. 81 (1953).

MAKIEJ B.

1. On the Existence of an Electric Field in Superconductors, *Acta Phys. Pol.*, 9, 141 (1947).
2. Calculation of the Pi-Meson Mass Based on an Electrodynamical Model of the Particle, *Acta Phys. Pol.*, 11, 87 (1951).
3. On the Spectral Distribution of Internal Bremsstrahlung Emitted by ³²P and ⁹⁰Y, *Acta Phys. Pol.*, 12, 32 (1953).

Wesołowski J. i Makiej B.

4. Simple Quenching-Circuit for G. M. Counters, *Acta Phys. Pol.*, 9, 59 (1947).

MAŁKOWSKI Z.

1. Elektryczna metoda oporowa przy stosowaniu prądu stałego w badaniach geograficznych, *Państw. Inst. Geologiczny, Biuletyn* 63, 5 (1951).
2. Electronic and Vibrational Energy of Tetrahydrofluorocyclene in Benzene Solution, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, 1, 113 (1953).
3. On the Monochromatical Excitation of the Fluorescence in Tetrahydrofluorocyclene Solution, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, 1, 287 (1953).

MASSALSKI J. M.

Mięśowicz M., Jurkiewicz L. i Massalski J. M.

1. On Some Low Ionizing Radiation Observed by Measurements of Cosmic Radiation at Great Depths, *Phys. Rev.*, 77, 380 (1950).
2. On Some Photon Radiation Observed by Measurements of Cosmic Radiation at Great Depths, *Acta Phys. Pol.*, 10, 69 (1950).

Mięśowicz M. i Massalski J. M.

3. On the Local Gamma-Radiation Appearing in Measurements of Cosmic Radiation at Great Depths, *Acta Phys. Pol.*, 10, 274 (1950).

Massalski J. M.

4. The Transition of the Photon Component of Extensive Air Showers, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, 2, 335 (1954).

MATUŁA B.

1. Otrzymywanie ultradźwięków przy pomocy przepływu o prędkości większej od prędkości głosu, *Biul. Zakł. Akust. i Teorii drgań U. P.* (1954).
2. Koagulacja dymów dźwiękami, *Biul. Zakł. Akust. i Teorii drgań U. P.* (1954).

MATUSZEK E.

1. O zjawiskach rzekomego całkowitego odbicia promieni X od powierzchni błon rentgenowskich, *Postępy Radiologii* (1954).

MAURIN L.

1. Sind elektrische Oktopollinien im Röntgenspektrum beobachtbar?, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, 2, 69 (1954).

MICHALAK S.

Michalak S., Mowczan B. i Zawadzki A.

1. L'allongement du plateau d'un compteur G. M. à cathode en verre, *Acta Phys. Pol.*, **13**, 145 (1954).

MIERZECKI R.

1. Sur les spectres ramaniens des mélanges de pyridine et d'acide acétique, *Acta Phys. Pol.*, **11**, 328 (1952).
2. Sur les spectres ramaniens des solutions de pyridine et d'acide acétique I, *Acta Phys. Pol.*, **12**, 26 (1953).

MIĘSOWICZ M.

1. The Three Coefficients of Viscosity of Anisotropic Liquids, *Nature*, **156**, 27 (1946).
2. Badania promieniotwórczości skał odwiertów naftowych, *Prace Badawcze Gł. Instytutu Naftowego nr 1*, 24 (1953).

Jeżewski M. i Mięśowicz M.

3. Étude des compteurs de Geiger-Müller, *Annales Ac. Sci. Techn.*, **7**, 41 (1946).

Mięśowicz M., Jurkiewicz L. i Mikucki A.

4. A Geiger-Müller Counter Apparatus for Gamma-Ray Well Logging, *Acta Geophys. Pol.*, **1**, 187 (1953).
5. Aparatura do profilowania gamma w odwiertach naftowych z rejestracją ciągłą, *Prace Gł. Inst. Naft. nr 4*, 3 (1951).

Mięśowicz M. i Jurkiewicz L.

6. A Counter Apparatus for the Measurements of Cosmic Rays, *Acta Phys. Pol.*, **9**, 54 (1947).

Mięśowicz M., Jurkiewicz L. i Massalski J. M.

7. On Some Low Ionizing Radiation Observed by Measurements of Cosmic Radiation at Great Depths, *Phys. Rev.*, **77**, 380 (1950).
8. On Some Photon Radiation Observed by Measurements of Cosmic Radiation at Great Depths, *Acta Phys. Pol.*, **10**, 69 (1950).

Mięśowicz M. i Massalski M. J.

9. On the Local Gamma-Radiation Appearing in Measurements of Cosmic Radiation at Great Depths, *Acta Phys. Pol.*, **10**, 274 (1950).

MIKUCKI A.

Mięśowicz M., Mikucki A. i Jurkiewicz L.

1. Aparatura do profilowania gamma w odwiertach naftowych z rejestracją ciągłą, *Prace Gł. Inst. Naft. nr 4*, 3 (1951).

Jurkiewicz L., Mięśowicz M. i Mikucki A.

2. A Geiger-Mueller Counter Apparatus for Gamma Ray Well Logging, *Acta Geophys. Pol.*, **1**, 187 (1953).

MIKUSIŃSKI J.

Ingarden R. S. i Mikusiński J.

1. Considérations théoriques sur la granulation, *Science et Industrie Photographiques*, **24**, 280 (1953).

MOŚCICKI W.

1. On the Use of CO₂ + CS₂ filled G. M. Counters for Age Determination, *Acta Phys. Pol.*, **12**, 238 (1953).

2. Metoda bezwzględnej datowania osadów czwartorzędowych, *Wiad. Muzeum Ziemi*, **6**, s. 298 (1952).
3. Pierwsze datowania wieku drewna kopalnego w Polsce metodą radiowęglą. *Acta Geol. Pol.*, **13**, 187 (1953).

Józwiak J. i Mościcki W.

4. A Multiple Shielding Counter, *Acta Phys. Pol.*, **11**, 211 (1952).

MOWCZAN B.

Michalak S., Mowczan B. i Zawadzki A.

1. L'allongement du plateau d'un compteur G. M. à cathode en verre, *Acta Phys. Pol.*, **13**, 145 (1954).

NATANSON L.

1. Sur la désintégration nucléaire du lithium par neutrons rapides, *C. R.*, **229**, 558 (1949).
2. On the Range-Energy Relation of Low Energy Protons and Alpha Particles in a Photographic Emulsion, *Acta Phys. Pol.*, **10**, 280 (1951).

Grabowski T., Natanson L.

3. Absorption in Al of the Positron Radiation of ^{13}N , *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **2**, 379 (1954).

NIWODNICZAŃSKI H.

Niewodniczański H. i Lipiński F.

1. On the Forbidden Line in the Atomic Spectrum of Tellurium, *Bull. Int. Pol. Ac. Sci. Let. ser A*, **30** (1947).

Niewodniczański H., Grotowski K. i Hryniewicz A.

2. Effect of Thermionic Emission at Room Temperatures in Photosensitive Geiger-Mueller Tubes, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **1**, 109 (1953).

Niewodniczański H. i Wielowieyska M.

3. 220 MeV Gamma-Radiation of ThD Determined by the Photographic Emulsion Technique, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **1**, 293 (1953).
4. Angular Distribution of Photoneutrons Produced in Beryllium by the Gamma-Rays of ThD, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III* (w druku).
5. Angular Distribution of Photo Neutrons from Beryllium, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **1**, 25 (1953).

NIKLIBORC J.

1. On an Observation with the Mueller Microscope, *Acta Phys. Pol.*, **12**, 244 (1953).

OCHMAN H.

Ingarden R. S. i Ochman H.

1. Optimal Optical Systems, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **2**, 271 (1954).

OLSZEWSKI J.

1. On the Electrostatic Neutron-Electron Interaction, *Acta Phys. Pol.*, **12**, 135 (1953).

OPPENHEIM K.

1. Propriétés diélectriques des alcools solides et liquides in-heptanol, *Jour. de Chim. Phys.*, **48**, Nr. 9—10.

OSTROWSKI J. W.

Ostrowski J. W. i Sosnowski L.

1. Kinetics of Photoconductivity in Thallium Sulphide, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **2**, 385 (1954).

OSTROWSKI K.

1. Geiger-Müller Counters for Soft X-Rays, *Acta Phys. Pol.*, **11**, 81 (1951).

PAJĄK Z.

Piekara A. i Pająk Z.

1. Thermal Pseudohysteresis of the Dielectric Constant of Ferroelectric Titanates, *Acta Phys. Pol.*, **11**, 256 (1953).
2. Effect of Electric Field on the Dielectric Constant of Ferroelectric Titanates, *Acta Phys. Pol.*, **12**, 170 (1953).

PAWŁOWSKI C.

1. Przepisy o środkach ochronnych, zabezpieczających lekarzy, pracowników pomocniczych i chorych w czasie stosowania promieni X do celów rozpoznawczych i leczniczych, oraz warunki pracy lekarzy i personelu pomocniczego w zakładach rentgenologicznych, L. I. N-W, Warszawa (1947).
2. Krajowy baryt jako materiał do wykonywania urządzeń ochronnych w zakładach radiologicznych, *Zeszyty Naukowe Polít. Warszawskiej, Elektryka* **8** (1954).
3. Ekwiwalentometr — Przyrząd do wyznaczania równoważników pochłaniania promieni X. *Zeszyty Naukowe Polít. Warszawskiej, Elektryka* **6** (1954).
4. Ciężki szpat krajowy jako materiał do wykonania urządzeń ochronnych w zakładach radiologicznych, *Zeszyty Naukowe Polít. Warszawskiej, Elektryka* **6** (1954).

PIEKARA A.

1. Theory of Molecular Coupling in Polar Liquids, *Nature*, **159**, 337 (1947).
2. The Phenomena of Molecular Orientation in Polar Liquids and their Solutions. Part I; Extension of Onsager's Theory, *Acta Phys. Pol.*, **10**, 37 (1950).
3. The Phenomena of Molecular Orientation in Polar Liquids and Their Solutions. Part II; Further Development and the Theory of Dipole Coupling in Polar Liquids, *Acta Phys. Pol.*, **10**, 107 (1950).
4. The Lowering of the Freezing Point in the Theory of the Dipolar Coupling, *Acta Phys. Pol.*, **11**, 99 (1951).
5. Effect of Electric Field on the Dielectric Constant of Ferroelectric Titanates, *Acta Phys. Pol.*, **12**, 170 (1953).
6. Nonlinearity of the Polarisation of Ferroelectric Titanates in Weak Fields above the Curie Point, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **2**, 127 (1954).

Zakrzewski K. i Piekara A.

7. Über die Theorie der elektrischen Polarisation von L. Onsager, *Bull. Ac. Pol. Sci. et Let.*, **168** (1946).

Piekara A. i Pająk Z.

8. Thermal Pseudohysteresis of the Dielectric Constant of Ferroelectric Titanates, *Acta Phys. Pol.*, **11**, 256 (1952).

PIWKOWSKI T.

1. Photosensitive Lead Sulphide Layers with New Properties, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **1**, 195 (1953).

PIEŃKOWSKI S.

1. Radioactivité d'un groupe des phosphorites polonaises I, *Bull. Ac. Pol., Sci.*, **1**, 39 (1953).

Pieńkowski S. i Kirszenstein-Skrzypczak E.

2. Ocena stopnia promieniotwórczości meteorytu łowickiego, *Bull. Pol. Ac. Sci. Let.*, 205 (1951).

PLEBAŃSKI J.

Infeld L. i Plebański J.

1. Electrodynamics without Potentials II, *Acta Phys. Pol.*, **12**, 123 (1953).
2. Electrodynamics without Potentials I, *Proc. Roy. Soc. A*, **222**, 224 (1954).
3. On the Same Class of Unitary Transformation, *Acta Phys. Pol.* (w druku).
4. Unitary Transformations and Spinor Calculus, *Bull. Ac. Pol. Sci.* (w druku).

Plebański J.

5. Eindeutigkeitsbeweise fuer einige hyperbolische Differenzialgleichungen der Theoretischen Physik, *Acta Phys. Pol.*, **12**, 230 (1953).
6. Nonlinear Electrodynamics and Elementary Laws, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **1**, 34 (1953).
7. Classical Properties of Oscillator Wave Packets. *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **2**, 213 (1954).
8. On the Same Wave Packets, *Acta Phys. Pol.* (w druku).
9. The Wave Functions of Harmonic Oscillator, *Phys. Rev.* (w druku).

Kulikowski K. i Plebański J.

10. Optymalne charakterystyki liniowych układów dynamicznych. *Archiwum Elektrotechniki* (w druku).

PNIEWSKI J.

1. β -Spectrum of RaE in the Low Energy Region, *Acta Phys. Pol.*, **11**, 216 (1952).
2. On the Relation between the Energy and the Number of Grains for Low Energy Tracks in Photographic Emulsions, *Acta Phys. Pol.*, **11**, 230 (1952).

Danysz M. i Pniewski J.

3. Spectrum of Radium E, *Nature*, **171**, 694 (1953).
4. A Method of Preparation of Very Thin RaE Sources, *Acta Phys. Pol.*, **11**, 226 (1953).
5. Delayed Desintegration of a Heavy Fragment Emitted in Nuclear Explosion, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **1**, 42 (1953).
6. Delayed Desintegration of a Heavy Nuclear Fragment, *Phil. Mag.*, **44**, 348 (1953).

PRZYBYŁA F.

1. Badania nad anodową pasywacją ołowiu. Cz. I. Wpływ jonów kobaltu i chloru na przebieg pasywacji ołowiu w roztworze siarczanu cynku, *Prace Gł. Inst. Metalurgii*, zeszyt 6 (1951).

PUCHALIŃ M.

1. Dipole Moment of Carbonyl Cyanide, *Acta Phys. Pol.*, **10**, 89 (1950).
2. Dipole Moment and Free Rotation in Molecules, *Acta Phys. Pol.* **10**, 93 (1950).
3. Die Untersuchung über die Konzentrationsabhängigkeit der Oberflächenspannung und Viscosität der Lösungen von stark polaren und unpolaren Lösungsmitteln, *Acta Phys. Pol.*, **13**, 159 (1954).

PEŃSKO J.

1. Uniwersalny dawkomierz lampowy, Zeszyty Naukowe Polit. Warszawskiej, Elektryka nr 7 (1954).

RAABE A.

Weyssenhoff J. i Raabe A.

1. Relativistic Dynamics of Spin-Fluide and Spin-Particles, Acta Phys. Pol., 9, 7 (1947).
2. Relativistic Dynamics of Spin-Particles Moving with the Velocity of Light, Acta Phys. Pol., 9, 19 (1947).

RAYSKI J.

1. On the Divergence Problem in the Theory of Quantized Fields, Acta Phys. Pol., 9, 87 (1948).
2. Negative Energies in Generalized Electrodynamics, Phys. Rev., 74, 629 (1948).
3. On Simultaneous Interaction of Several Fields and the Self Energy Problem, Acta Phys. Pol., 9, 129 (1948).
4. Polarization of the Vacuum Phys. Rev., 75, 1961 (1949).
5. A Note on the Invariant Formulation of Quantum Field Theory, Acta Phys. Pol., 10, 29 (1950).
6. On the Theory of Non-Local Fields, Acta Phys. Pol., 10, 103 (1950).
7. Remarks on some non Linear Effects in Field Theory I, Acta Phys. Pol., 10, 151 (1950).
8. Non-Local Quantum Electrodynamics, Acta Phys. Pol., 10, 301 (1950).
9. Remarks on the Non Local Electrodynamics, Proc. Roy. Soc., 206, 575 (1951).
10. On Field Theories with non Localized Interaction, Acta Phys. Pol., 11, 25 (1951).
11. On the Quantum Theory of Reciprocal Fields and the Correspondence Principle, Proc. Phys. Soc., 64, 957 (1951).
12. Kwantowaja Elektrodinamika w formulirowkie wzaimnosti, Z. E. T. F., 22, 194 (1952).
13. On Non-Local Quantum Electrodynamics, Acta Phys. Pol., 11, 109 (1952).
14. On a Regular Field Theory, Acta Phys. Pol., 11, 314 (1952).
15. Remarks on Gauge Invariance, Studia Soc. Sc. Toruniensis, III, 4, 66.
16. Simple Examples of Failure of the Perturbation Methods, Studia Soc. Sc. Toruniensis, III, 4, 73.
17. Ueber Renormierung in Quantenelektrodynamik. Die Fortschritte der Physik, Band I, Heft 3/4 (1953).
18. On a Regular Field Theory (Quantized), Acta Phys. Pol., 13, 15 (1954).
19. On the Energy of Bound States in Quantum Field Theory I, Acta Phys. Pol., 13, 51 (1954).
20. On the Mass Spectrum of Elementary Particles, Acta Phys. Pol., 13, 77 (1954).
21. On a Regular Field Theory, Il Nuovo Cim., 10, 1 (1953).
22. On a Systematisation of Heavy Mesons and Hyperons, Il Nouvo Cim., 12, 945 (1954).

Rayski J. i Średniawa B.

23. Non-Linear Effects in the Theory of Quantized Fields II, Acta Phys. Pol., 10, 207 (1951).

Jost R. i Rayski J.

24. Remarks on the Problem of the Vacuum Polarization and the Photon Self Energy, Helv. Phys. Acta, 22, 457 (1949).

Rayski J. i Rzewuski J.

25. On a System of Fields Free of Divergences of the Mass Renormalization Type, *Helv. Phys. Acta*, **23**, 287 (1950), oraz *Acta Phys. Pol.*, **10**, 159 (1950).

Hanus W. i Rayski J.

26. Vacuum Polarization in Non-Local Electrodynamics. *Acta Phys. Pol.*, **12**, 181 (1953).

ROLIŃSKI J.

1. Podstawowy wzorec fotometryczny, *Przegląd Elektrotechniczny*, **26**, 485 (1950).
2. Pomiar barwy oświetlenia w stosunku do światła dziennego, *Wydawnictwo PKPG, GUM nr 4* (1951).
3. Aparat do wytwarzania wysokiej próżni i do jej pomiaru, *Przegląd Techniczny 7—8, Biul. GUM* (1951).
4. Mikrocykloskop do badań przebiegu promieniowania wyładowczych źródeł w ciągu $\frac{1}{2}$ okresu, *Biul. GUM, Przegląd Techniczny*, kwiecień 1951.
5. Przebieg barw i natężeń naturalnego oświetlenia dziennego podczas częściowego zaćmienia słońca w dniu 30 VI 1954 w Warszawie. *Zeszyty Naukowe Polít. Warsz.* (w druku).

Roliński J. i Gajewski Z.

6. Krajowa produkcja termostatów, *Biul. GUM*, czerwiec 1954.

ROSIŃSKI K.

1. Extinction termique de fluorescence de solutions de biocène, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **1**, 55 (1953).

RUBINOWICZ W.

1. Dirac's One-Electron Problem in Momentum Representation, *Phys. Rev.*, **73**, 1330 (1948).
2. The Limit of the Applicability of Sommerfeld's Polynomial Method in Quantum Theory, *Comptes rendus de la Soc. des Sc. et des Lettres de Varsovie, Cl. III*, **40**, 57 (1947).
3. Sommerfeld's Polynomial Method in the Quantum Theory. *Proc. Amsterdam*, **52**, 351 (1949), *Indagationes Math.*, **11**, 125 (1949).
4. Report on Multipole Radiation in Atomic Spectra, *Union Int. de Phys. Pure et Appl, Comm. Int. d'Optique, Doc. S. O. 48—13*, Paris (1948).
5. Le rayonnement multipolaire dans spectres atomiques, *J. Phys. et Rad.*, **10**, 33D (1949).
6. Multipole Radiation in Atomic Spectra, *Rep. on Prog. in Phys.*, **12**, 233.
7. Eigenfunctions Following From Sommerfeld's Polynomial Method, *Proc. Phys. Soc. Sect. A*, **62**, 736 (1949).
8. Solution of the System of Integral Equation in Dirac's One-Electron Problem in Momentum Representation, *Prace mat.-fiz.*, **47**, 41 (1949).
9. Propagation of a Cut-Off Train of the Broglie Waves, *Acta Phys. Pol.*, **10**, 79 (1950).
10. Sommerfeld's Polynomial Method Simplified, *Proc. Phys. Soc. A*, **63**, 766 (1950).
11. Fields defined by Elementary Laws, *Acta Phys. Pol.*, **11**, 155 (1952).
12. Eine einfache Ableitung des Ausdruckes fuer die Kirchhoffsche Beugungswelle, *Acta Phys. Pol.* **12**, 225 (1953).
13. Die Rolle der Beugungswelle in den Fraunhoferschen Beugungserscheinungen, *Acta Phys. Pol.*, **13**, 3 (1925).

14. Über die Fortpflanzung un stetiger elektromagnetischer Signale in Wellenleitern, *Acta Phys. Pol.*, **13**, 115 (1954).
15. Über eine Verallgemeinerung des Reziprozitätstheorems für Lösungen des Schwingungsgleichung mit Multipolquellen, *Acta Phys. Pol.* (w druku).
16. Fortpflanzung von Sprüngen elektromagnetischer Feldstärken und Eindeutigkeitsbeweis für das Anfangswertproblem der Maxwellschen Gleichungen, *Acta Phys. Pol.* (w druku).
17. Der Satz von der Erhaltung des Impulses und die Fortpflanzung von Sprüngen elektromagnetischer Feldstärken, *Acta Phys. Pol.* (w druku).

RZEWUSKI J.

1. Relativistic Intensities of Multipole Radiation in the Lyman Series, *Acta Phys. Pol.*, **9**, 71 (1948).
2. Radiative Collisions between Two Electrons, *Acta Phys. Pol.*, **9**, 121 (1948).
3. Some Cut-Off Methods for the Electron Self-Energy, *Proc. Phys. Soc. A*, **62**, 386 (1949).
4. The Self-Energy of Scalar Mesons in Interaction with Nuclei, *Acta Phys. Pol.*, **10**, 141 (1951).
5. On the Interaction of Particles in Feynman's Theory, *Acta Phys. Pol.*, **10**, 294 (1951).
6. On the Interaction of Particles in Feynman's Theory, *Stud. Soc. Sc. Toruniensis*, **3**, 1 (1951).
7. Statistical Interpretation of the Klein-Gordon Equation, *Acta Phys. Pol.*, **10**, 296 (1951).
8. Statistical Interpretation of the Klein-Gordon Equation, *Acta Phys. Pol.*, **11**, 1 (1952).
9. Field Theories without Divergences, *Acta Phys. Pol.*, **11**, 9 (1952).
10. A Note on Perturbation Theory, *Acta Phys. Pol.*, **11**, 179 (1952).
11. On the Connection between Fields and Particles I, *Acta Phys. Pol.*, **11**, 203 (1952).
12. Relativistic Quantum Dynamics of a System of Interacting Particles, *Il Nuovo Cim.*, **10**, 90 (1953).
13. Conservation Laws in Non-Local Field Theories, *Acta Phys. Pol.*, **12**, 14 (1953).
14. Relativistic Quantum Dynamics of a System of Interacting Particles, *Acta Phys. Pol.*, **12**, 77 (1953).
15. On Differential Conservation Laws in Non-Local Field Theories, *Il Nuovo Cim.*, **10**, 182 (1953).
16. On Differential Conservation Laws in Non-Local Field Theories, *Il Nuovo Cim.*, **10**, 784 (1953).
17. Quantization of a Certain Class of Non-Local Field Theories, *Acta Phys. Pol.*, **12**, 100 (1953).
18. Relativistic Quantum Dynamics of a System of Interacting Particles, *Acta Phys. Pol.*, **13**, 29 (1954).
19. Differential Structure of Non-Local Field Theories I, *Acta Phys. Pol.*, **13**, 135 (1954).
20. Conservation Laws in Non-Local Field Theories II, *Acta Phys. Pol.* (w druku).
21. Differential Structure of Non-Local Field Theories II, *Acta Phys. Pol.* (w druku).

Rayski J. i Rzewuski J.

22. On a System of Fields Free of Divergences of the Mass Renormalization Type, *Helv. Phys. Acta*, **23**, 287 (1950).
23. On a System of Fields Free of Divergences of the Mass Renormalization Type. *Acta Phys. Pol.*, **10**, 159 (1951).

Rzewuski J., Krzywicki A., Zamorski J. i Zięba A.

24. On Non-Local Problems in the Calculus of Variations (w druku).

SAWICKI J.

1. The Polarizability of Deuteron and Its Effect on the Rutherford Scattering, *Acta Phys. Pol.*, **12**, 225 (1954).
2. Magnitnoje pole magnitnowo dipolia nachodiaszczewosia na powierzchni ziemi, *Acta Geophys. Pol.*, **2**, 97 (1954).
3. Disintegration of the ${}^9\text{Be}$ Nucleus in the Coulomb Field, *Acta Phys. Pol.* (w druku).

Dąbrowski J. i Sawicki J.

4. Angular Distribution of Deuterons from ${}^9\text{Be}(p,d){}^8\text{Be}$, *Il Nuovo Cim.*, **12**, 293 (1954).

Dąbrowski J. i Sawicki J.

5. A Simple Model of the ${}^6\text{Li}$ Nucleus and the ${}^6\text{Li}(n,t){}^4\text{He}$ Reaction, *Bull. Ac. Pol. Sci. Cl. III* (w druku).

SKALSKA S.

1. Oznaczanie wanadu w elektrodach węglowych na drodze spektralnej, *Przem. Chem.*, 297 (1953).
2. Oznaczanie Si na drodze spektralnej metodą mikrofotometryczną szerokości linii, *Przem. Chem.* (w druku).

SKRZYPCZAK E.

Pieńkowski S. i Skrzypczak E.

1. Ocena stopnia promieniotwórczości meteorytu łowickiego, *Bull. Inter. Pol. Ac. Sci. Let.*, **3**, 205 (1951).

Danysz M., Gierula J. i Skrzypczak E.

2. A Possible Example of Decay in Flight of a Charged Hyperon, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III* (w druku).

SOSNOWSKI L.

Sosnowski L., Starkiewicz J. i Simpson O.

1. Photovoltaic Effects Exhibited in High-Resistance Semiconducting Films, *Nature*, **158**, 28 (1946).
2. Lead Sulphide Photoconductive Cells, *Nature*, **159**, 818 (1947).

Sosnowski L., Soole B. i Starkiewicz J.

3. Occurrence of Random Photovoltaic Barriers in Photoconductive Layers, *Nature* **160**, 471 (1947).

Sosnowski L.

4. Excess-Defect Semiconductor Contacts, *Phys. Rev.*, **72**, 641 (1947).

Sosnowski L. i Chmielewski M.

5. Reponse Time of Photoconductivity of Lead Selenide, *Bull. Ac. Pol. Sci. Cl. III*, **1**, 119 (1953).

Chęcińska H. i Sosnowski L.

6. Photoconductive and Leda Telluride Layers, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **2**, 383 (1954).

Ostrowski J. i Sosnowski L.

7. Kinetics of Photoconductivity in Thallium Sulphide, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **2**, 385 (1954).

STACHÓRSKA D.

1. Zmiany temperatury podczas rozprężania w komorze Wilsona, *Annales U. M. C. S.*, **7**, 59 (1952).

STANISZ O.

1. The Temperature Dependence of the Working of Geiger-Müller Counter, *Acta Phys. Pol.*, **11**, 140 (1952).

STASZEWSKI W.

1. On the Mutual Influence of Spheres in Vibrating Air, *Acta Phys. Pol.* **13**, 209 (1954).

SUBOTOWICZ M.

1. Półprzewodnikowy mechanizm fotoemisji katody złożonej, *Annales U. M. C. S.*, **7**, 53 (1952).
2. Ustawienie i rozwiązanie metodą równań całkowych niejednorodnego równania struny drgającej (w druku).

STEGNER A.

Ciolek P. i Stegner A.

1. An Analysis of Λ^0 Particle Decay in Flight Recorded in Nuclear Emulsion, *Acta Phys. Pol.* (w druku).

SUFFCZYŃSKI M.

1. The Dependence Efficiency of Geiger-Mueller Counters for Gamma-Rays upon the Wall Thickness, *Acta Phys. Pol.*, **10**, 270 (1951).
2. Note on Electrodynamics without Potentials, *Acta Phys. Pol.*, **12**, 83 (1950).
3. On the Ground State of the Mesonic Atom, *Il Nuovo Cim.*, **12**, 455 (1954).

SUJAK B.

1. Measurements of the External Photoelectric Effects of Polycrystalline Layers of Alkaline Halides by Means of a G. M. Counter, *Acta Phys. Pol.*, **12**, 241 (1953).

SZEPKE R.

1. Zastosowanie filmów produkcji krajowej do pomiarów dawek dozwoływanych rozproszonego promieniowania X, *Przegląd Radiologiczny* (1954).

SZKLARSKI L.

Jeżewski M. i Szklarski L.

1. Przyrząd do magnetycznego badania lin kopalnianych, magnesowanych podłużnie przy pomocy elektromagnesu, Patent nr 33472, Warszawa.
2. Ulepszona elektromagnetyczna metoda badania lin kopalnianych, *Biul. Instytutu Naukowo-Badawczego Przemysłu Węglowego*, **2**, 1 (1947).
3. Ulepszona elektromagnetyczna metoda badania lin drucianych, *Czasopismo Techniczne, Kraków* (1948).

Jeżewski M., Szklarski L. i Kawecki Z.

4. Przyrząd do magnetycznego badania lin stalowych magnesowanych podłużnie, Patent nr 34170, Warszawa.

Jeżewski M., Szklarski L. i Kawecki Z.

5. New Improvements of Magnetic Wire Ropes Testing Method, *Bull. Inter. Pol. Ac. Sci. Let., Suppl.* **1**, 1 (1950).
6. Investigations of the Magnetic Leakage Fields Deriving from Defects in Wire Ropes in Connection With the Magnetic Wire Rope Testing Method, *Archiwum Elektrotechniki* (w druku).

SZPIKOWSKI S.

1. Kilka uwag, dotyczących doświadczalnego wyznaczania stałej dyfuzji termicznej, *Annales U. M. C. S.*, **7**, 52 (1952).

SZYMAŃSKI Z.

1. Electrodynamics with Higher Derivatives as a Particular Case of Electrodynamics with Non-Linear Equations, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **2**, 167 (1954).

ŚREDNIAWA B.

1. Relativistic Equations of Motion of Free Dipole and Quadrupole Particles, *Acta Phys. Pol.*, **9**, 99 (1947—8).
2. A Remark on the Dependence of the Crosssection for Pair Production by Photon on the Atomic Number, *Acta Phys. Pol.* **11**, 330 (1952).

Rayski J. i Średniawa B.

3. Non-Linear Effects on the Theory of Quantized Fields II, *Acta Phys. Pol.*, **10**, 207 (1951).

Rayski J. i Średniawa B.

4. Non-Linear Effects in Quantum Field Theory II, *Acta Phys. Pol.*, **10**, 207 (1950).

TEISSEYRE R.

1. Note on the Problem of Coordinate and Equations of Motion in General Relativity Theory, *Acta Phys. Pol.*, **13**, 45 (1954).

TESKE A.

1. Ruchy Browna ciał promieniotwórczych, *Annales U. M. C. S.*, sec. AA, **1** (1949).
2. Elementarne wyprowadzenie wzoru Einsteina na średni kwadrat przesunięcia i warunku ograniczającego, *Annales U. M. C. S.*, sec. AA, **7**, 39 (1952).
3. Metodologiczny aspekt badań nad ruchami Browna, *Annales U. M. C. S.*, sec. AA, **7**, 45 (1952).

TIETZ T.

1. Movable Critical points of a Non-Linear Wave Equation, *Phys. Rev.*, **90**, 495 (1953).
2. O zerach szeregu hypergeometrycznego zdegenerowanego, *Wiadomości Mat.* (w druku).
3. Note to the Solution of the Schroedinger Equation for Finite Systems, II *Nuovo Cim.*, **12**, 449 (1954).

Czajkowski J. i Tietz T.

4. O pewnym równaniu różniczkowym, *Wiadomości Mat.*, **1**, 23 (1954).

TREMBACZOWSKI E.

1. Promieniotwórczość wód na Sławinku pod Lublinem, *Annales U. M. C. S.*, **7**, 15 (1952).
2. Promieniotwórczość wód Lubelszczyzny, *Acta Geoph. Pol.*, **2**, 126 (1953).

TWAROWSKA B.

1. Umiejscowienie w skale substancji promieniotwórczych przy stosowaniu metody szlifów przezroczystych i emulsji jądrowej, *Acta Phys. Pol.* (w druku).

URBAŃSKI W.

1. Metoda obliczania trajektorii pocisków, *Archiwum Mechaniki Stosowanej*, **3**, 217 (1951).

WERLE J.

1. A New Approximation Method for the Meson Field Theory, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **1**, 23 (1953).
2. On Mutual Nucleon — Nucleon Interaction through Meson Fields, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **1**, 93 (1953).
3. An Application of a New Approximation Method to Quantum Calculations in the Meson Theory of Nuclear Forces, *Bull. Ac. Pol., Sci. Cl. III*, **1**, 173 (1953)
4. Influence of Relativistic Corrections upon Singular Nuclear Potentials, *Phys. Rev.*, **87**, 159 (1953).
5. New Approach to the Problem of Higher Order Corrections in the Meson Theory of Nuclear Forces, *Phys. Rev.*, **89**, 527 (1953).
6. The Problem of „Equivalent“ Potentials in Classical Equations of Motion, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **7**, 281 (1953).
- 7. Zagadnienie odpychania między nukleonami na małych odległościach, *Acta Phys. Pol.* (w druku).

WESOŁOWSKI J.

1. On Large Pulses in Pure-Vapour G-M Counters, *Acta Phys. Pol.*, **12**, 51 (1953).
2. An Electronic Voltage Stabilizer, *Acta Phys. Pol.* **9**, 61 (1947).

Wesołowski J. i Makiej B.

3. Simple Quenching Circuit for G.-M. Counters, *Acta Phys. Pol.*, **9**, 59 (1947).

WEYSSENHOFF J.

1. Relativistic Dynamics of Spin Fluids and Spin-Particles, *Nature*, **157**, 766 (1946).
2. A non-radiating Motion of a Spinning Electron, *Nature*, **157**, 809 (1946).
3. Spin Particles Moving with the Velocity of Light, *Nature*, **157**, 767 (1946).
4. Two Relativistic Models of Dirac's Electron, *Nature*, **157**, 842 (1946).
5. Further Contributions to the Dynamics of Spin-Particles Moving with the Velocity Smaller than that of Light, *Acta Phys. Pol.*, **9**, 26 (1947).
6. Further Contributions to the Dynamics of Spin-Particles Moving with the Velocity of Light, *Acta Phys. Pol.*, **9**, 34 (1947).
7. On Two Relativistic Models of Dirac's Electron, *Acta Phys. Pol.*, **9**, 46 (1947).
8. Relativistically Invariant Homogenous Canonical Formalism with Higher Derivatives, *Acta Phys. Pol.*, **10**, 302 (1951).
9. Relativistically Invariant Homogenous Canonical Formalism with Higher Derivatives, *Acta Phys. Pol.*, **11**, 49 (1951).
10. On the Microstructure of the World. I. The Elementary Length. *Acta Phys. Pol.* **11**, 273 (1953).

Weyssenhoff J. i Raabe A.

11. Relativistic Dynamics of Spin-Fluids and Spin-Particles, *Acta Phys. Pol.*, **9**, 7 (1947).

12. Relativistic Dynamics of Spin-Particles Moving with the Velocity of Light, *Acta Phys. Pol.*, **9**, 19 (1947).

WIELOWIEJSKA M.

1. On a statistical Photographic Method of Determining the Cross-sections for the Absorption of slow Neutrons, *Acta Phys. Pol.*, **12**, 8 (1953).
2. On the Application of the Nuclear Emulsion Method to the Determination of the Absorption Coefficients of Slow Neutrons, *Bull. Ac. Pol. Sci.*, Cl III, **1**, 60 (1953).

Niewodniczański H. i Wielowiejska M.

3. 3.20 MeV-Radiation of ThD Determined by the Photographic Emulsion Technique, *Bull. Ac. Pol. Sci.*, Cl. III, **7**, 293 (1953).
4. Angular Distribution of Photoneutrons from Beryllium, *Bull. Ac. Pol. Sci.*, Cl. III, **1**, 25 (1953).
5. Angular Distribution of Photoneutrons Produced in Beryllium by the Gamma-Rays of ThD, *Bull. Ac. Pol. Sci.*, Cl. III (w druku).

WIERZBICKA Z.

Hubicki J., Jurkiewicz L. i Wierzbicka Z.

1. Pomiary promieniowania gama i beta z próbek wiertniczych, *Prace Głównego Instytutu Naftowego*, nr 4, 11 (1951).

WILHELMI Z.

Wilhelmi Z., Brunsz R. i Dąbrowski C.

1. Some Nuclear Reactions Produced in Tin by Fast Neutrons, *Bull. Ac. Pol. Sci.*, Cl. III, **1**, 105 (1953).

Danysz M. i Wilhelmi Z.

2. A method of determining the Efficiency of Ra-Be Neutron sources, *Acta Phys. Pol.* **11**, 71 (1951).

WISNIEWSKI F. J.

1. La statistique quantique, *C. R. Acad. Paris*, **223**, 313 (1946).
2. Sur la théorie de la supraconductibilité, *C. R. Acad. Paris*, **226**, 1964 (1948).
3. Une image classique des effets de matérialisation et de dématérialisation *C. R. Acad. Paris*, **230**, 372 (1950).
4. Une remarque relative aux niveaux énergétiques des noyaux, *C. R. Acad. Paris*, **235**, 1484 (1952).
5. Une déduction non ondulatoire des formules de la diffraction des particules sur un cristal, *Il Nuovo Cim.*, **9**, 186 (1952).
6. Théorie mécanique de la diffusion des particules par des réseaux, *Il Nuovo Cim.*, **9**, 620 (1952).
8. Les moments d'inertie des noyaux légers, *C. R. Acad. Paris*, **237**, 1222 (1953).
9. Zur Korpuskulartheorie der Beugung, *Annalen der Physik*, **14**, 141 (1954).
10. Primienienije mietoda polinomow k teorii effiektu Sztarka, *Ž. E. T. F.*, 946 (1951).

WOLSKA A.

1. Photo-Conductive and Photo-Voltaic Thallons sulphide Layers, *Bull. Ac. Pol. Sci.*, Cl III **1**, 179 (1953).

WOŁOWSKI W.

Kwiek M., Wołowski W. i Błaszkiwicz Z.

1. Badania nad oporem elektrycznym głowy dla prądów, stosowanych w leczeniu chorób psychicznych elektronarkozą, Rocznik Psychiatryczny, 37, 443 (1949).

ZARĘBA A.

Buras B. i Zaręba A.

1. The Influence of X-Rays on Electrical Conductivity of Photosensitive Layers of PbS and Tl₂S, Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III (w druku).

ZAKRZEWSKI K.

Zakrzewski K. i Piekara A.

1. Über die Theorie der elektrischen Polarisierung von L. Onsager, Bull. Ac. Pol. Sci. et Let., 168 (1946).

ZAWADZKI A.

Michalak S., Mowczan B. i Zawadzki A.

1. L'allongement du plateau d'un compteur G. M. à cathode en verre, Acta Phys. Pol., 13, 145 (1954).

ZIEMECKI S.

1. Interpretacja i zastosowanie selektywnego zjawiska fotoelektrycznego, Annales U. M. C. S., sec. AA, 2, 13 (1947).
2. Selektywne zjawisko fotoelektryczne przy użyciu światła kołowo i eliptycznie spolaryzowanego, Bull. Inter. Pol. Ac. Sci., Let., 5, 141 (1949).

Jabłoński A. i Ziemecki S.

3. On the Effects Observed with Elliptically Polarised Light Acting on Selectively Photoelectric Surfaces, Bull. Int. Pol. Ac. Sci. Let., 7, 291 (1951).

ZMYSŁOWSKA S.

1. Analiza promieniotwórcza przy kontakcie żyły granitowej z serią wapienną, Acta Phys. Pol. (w druku).
2. Wyznaczanie stosunku zawartości toru do uranu w próbkach skalnych, Acta Phys. Pol. (w druku).

ŻUK W.

1. Fosforescencja kryształów KCl aktywowanych talem, Annales U. M. C. S., 1, 63 (1946).
2. Badania nad zjawiskami jonizacyjnymi w spektrometrze masowym, Annales U. M. C. S., 4, 67 (1949).
3. Analiza gazów przy użyciu spektrometru masowego, Nafta, sierpień 1952, str. 206, wrzesień 1952, str. 238.
4. Badanie składu mieszanin węglowodorów za pomocą spektrometru masowego, Annales U. M. C. S., 6, 1 (1951).
5. Pomiar słabych prądów jonowych przy użyciu lampy elektrycznej z dużym oporem siatkowym, Annales U. M. C. S., 7, 20 (1952).

NIEKTÓRE PODRĘCZNIKI AKADEMICKIE I MONOGRAFIE Z FIZYKI
WYDANE W LATACH 1945—1954

ADAMCZEWSKI I.

1. Krótki zarys fizyki dla medyków — podręcznik, Czytelnik, Warszawa 1946, s. 364.
2. Zarys fizyki współczesnej cz. I, wyd. Krawczyński, Gdańsk 1946, s. 170.
3. Zarys fizyki współczesnej cz. II, jw., 1946.
4. Zarys fizyki współczesnej cz. III, jw., 1948.
5. Podręcznik fizyki dla medyków (w druku).

BIAŁOBRZESKI C.

1. Termodynamika, podręcznik uniwersytecki, PWN, Warszawa 1954 (w druku).

BRZEZIŃSKI E.

Romer W., Ingarden R. S., J. G. Mikusiński i K. Lipski.

1. Badania nad ziarnistością obrazów fotograficznych, Wrocławskie Tow. Nauk., B., nr 41, 1952.

BURAS B.

1. Niektóre zagadnienia elektronowej teorii ciała stałego. Mater. konfer. fiz. w Spale, PWN 1954.

DZIEWULSKI W.

Patkowski J., Staszewski W., Szczeniowski S. i Weyssenhoff S.

1. „Witkowski A., Zasady fizyki“ t. 2, wyd. III rozszerzone, s. 482, Kasa im. Mianowskiego, Warszawa 1948.

GNATOWSKI S.

Kalandyk St. i Gnatowski S.

1. Podręcznik fizyki dla medyków, farmaceutów i biologów, wyd. II, Ks. Akad. Poznań 1947, s. 492, opracowanie i rozszerzenie.
2. Podręcznik fizyki dla medyków, farmaceutów i biologów, wyd. III, Ks. Akad. Poznań 1949, s. 503, opracowanie i uzupełnienie.

GROTOWSKI M.

1. Wykłady fizyki t. I, Mechanika i ciepło, s. 519, Czytelnik, 1947.
2. Wykłady fizyki t. I, Mechanika i ciepło, s. 517, Czytelnik, 1949.
3. Wykłady fizyki t. II, Rozchodzenie się odkształceń w środowiskach sprężystych. Elektryczność i magnetyzm. Ks. Łódzka, wyd. „Czytaj“, s. 696, 1950.
4. Optyka, Ł. T. N., s. 514 (rysunki opracowane i praca przygotowana do druku przez H. Hofmoka), Łódź, 1954.

HALAUNBRENNER M.

1. Ćwiczenia praktyczne z fizyki, Podręcznik dla nauczycieli, kurs podstawowy, Nasza Księgarnia, Warszawa 1949.
2. Ćwiczenia praktyczne z fizyki, Podręcznik dla nauczycieli, kurs średni, cz. I PZWS, Warszawa 1952.
3. Ćwiczenia praktyczne z fizyki, Podręcznik dla nauczycieli, kurs średni, cz. II — PZWS, Warszawa 1953.

HRYNKIEWICZ A.

1. Paramagnetyczny rezonans jądrowy. Mater. z Konfer. Fiz. w Spale, PWN, 1954.

INFELD L.

1. General Relativity and the Structure of our Universe, Library of Living Philosophers, t. VII, 1949.
2. O rozwoju elektrodynamiki klasycznej w ostatnim okresie. Mater. Konfer. Fiz. w Spale, PWN, 1954.

INGARDEN R. S.

Brzeziński E., Ingarden R. S., Lipski K., Mikusiński J. G. i Romer W.

1. Badania nad ziarnistością obrazów fotograficznych. Wrocławskie Tow. Nauk. B., nr 41, 1952.

Ingarden R. S.

2. Mikołaj Kopernik i zagadnienie obiektywności praw naukowych. Z prac przygotowawczych Sesji Naukowej Odrodzenia Polskiej Akademii Nauk. Państwowy Instytut Wydawniczy, Warszawa 1953, 1—82.
3. Pięciodymiarowe teorie pola. Mater. Konf. Fiz. w Spale, PWN, 1954.
4. O Fenyesa interpretacji mechaniki kwantowej, jw.

JANIK J. A.

1. Wiązania chemiczne i polaryzacyjne drobin a rozpraszanie neutronu, Mater. Konf. Fiz. w Spale, PWN, 1954.

JEŻEWSKI M.

1. Fizyka, Podręcznik dla wyższych szkół technicznych, s. 636, PWN, Warszawa 1953.

KARAŚKIEWICZ E.

1. Zarys teorii wektorów i tensorów — ze zbiorem zadań, s. 388, PWN, Poznań 1953.

KOŁODZIEJCZYK L.

1. The Passage of Electromagnetic Waves through the Ionosphere, Ł. T. N., nr 6, 1948.
2. On the Radio-Signal Sent Out Vertically to the Ground. Ł. T. N., nr 10, 1948.
3. Stationary Waves in Ionosphere, Ł. T. N. Time taken by the Radio-Signal Sent Out Vertically to the Ground, Ł. T. N., nr 15, 1948.

KOŁODZIEJSKI R.

1. Zderzenia a siły jądrowe, Mat. Konf. Fiz. w Spale, PWN, 1954.

KRÓLIKOWSKI W.

Rubinowicz W. i Królikowski W.

1. Mechanika teoretyczna. Podręcznik uniwersytecki, PWN (w druku).

LIPSKI K.

Brzeziński E., Ingarden R. S., Lipski K., Mikusiński J. G.
i Romer W.

1. Badania nad ziarnistością obrazów fotograficznych. Wrocławskie Tow. Nauk. B., nr 41, 1952.

LUBIENIECKA M.

1. Ćwiczenia z fizyki doświadczalnej. Ks. Akademicka, Poznań 1948, s. 140.

MIKUSIŃSKI J. G.

Brzeziński E., Ingarden R. S., Lipski K., Mikusiński J. G.
i Romer W.

1. Badania nad ziarnistością obrazów fotograficznych, Wrocławskie Tow. Nauk., B., nr 41, 1952.

NIEWODNICZAŃSKI H.

1. Elektryczne kwadrupolowe momenty jąder atomowych, Mater. Konfer. Fiz. w Spale, PWN, 1954.

PATKOWSKI J.

Dziewulski W., Patkowski J., Staszewski W., Szczeniowski S.
i Weysenhoff J.

1. „Witkowski A, Zasady Fizyki“, t. 2, wyd. III rozszerzone s. 482, Kasa im. Mianowskiego 1948.

PAWŁOWSKI C.

1. O kolumnowej jonizacji wytwarzanej przez cząstki naładowane poruszające się z dużymi prędkościami (w druku).

PIEKARA A.

1. Elektryczność i budowa materii, s. 650, Kraków 1948.
2. Teoria Ferroelektryków typu $BaTiO_3$, Mater. Konfer. Fiz. w Spale, PWN, 1954.
3. Mikrofałe i spektroskopia mikrofalowa, s. 168, PWN, Warszawa 1953.

PIEŃKOWSKI S.

1. Fizyka doświadczalna cz. I, s. 528, PWN, 1952.

PLEBAŃSKI J.

1. Elektrodynamika nieliniowa i prawo elementarne, Mat. Konfer. Fiz. w Spale, PWN, 1953.
2. Uzupełnienia do wykładu prof. dra L. Infelda Mat. Konfer. Fiz. w Spale, PWN, 1953.
3. Prace Bohma o interpretacji teorii kwantów Mat. Konfer. Fiz. w Spale, PWN, 1953.

PNIEWSKI J.

1. Nowe hipotezy modelowe jądra atomowego, Mater. Konfer. Fiz. w Spale, PWN, 1954.

ROLIŃSKI J.

1. Zjawisko fotoelektryczne i jego praktyczne zastosowania, PWT, (w druku).

ROMER W.

1. Ziarnistość i rozdzielczość obrazów fotograficznych, s. 112, PWN, Warszawa 1953.

Brzeziński E., Ingarden R. S., Lipski K., Mikusiński J. G., Romer W.

2. Badania nad ziarnistością obrazów fotograficznych. Wrocławskie Tow. Nauk., B., nr 41, 1952.

RUBINOWICZ W.

1. Wektory i tensory, Podręcznik dla studentów fizyki, Monografie Matematyczne, t. XXII, Warszawa—Wrocław 1950.
2. Kwantowa teoria atomu, podręcznik, s. 431, PWN, 1954.

Rubinowicz W. i Królikowski W.

3. Mechanika teoretyczna, podręcznik uniwersytecki, PWN (w druku).

ŚCISŁOWSKI W.

1. Współczesny stan teorii centrów „F“, Mater. Konf. Fiz. w Spale, PWN, 1954.

SOSNOWSKI L.

1. Aktualne zagadnienia fizyki półprzewodników, Mat. Konf. Fiz. w Spale, PWN, 1954.
2. Badania nad zjawiskami fotoelektrycznymi w półprzewodnikach, Warsz. Tow. Naukowe., Wydz. III, Warszawa 1949.

STASZEWSKI W.

Dziewulski W., Patkowski J., Staszewski W., Szczeniowski S. i Weyssenhoff J.

1. „Witkowski A. — Zasady Fizyki“ tom 2, wyd. III rozszerzone, s. 482, Kasa im. Mianowskiego, Warszawa 1948.

SUFFCZYŃSKI M.

1. Teoria Blocka rezonansu jądrowego, Mat. Konf. Fiz. w Spale, PWN, 1954.
2. Hamiltonian w elektrodynamice sformułowanej bez potencjałów, jw.
3. Sformułowanie Hamiltonowskie elektrodynamiki nieliniowej, jw.

SZCZENIOWSKI S.

Dziewulski W., Patkowski J., Staszewski W., Szczeniowski i Weyssenhoff J.

1. „A. Witkowski, Zasady Fizyki“ tom 2, wyd. III rozszerzone, s. 482, Kasa im. Mianowskiego Warszawa 1948.

Szczeniowski S.

2. Fizyka doświadczalna cz. 2. Ciepło i fizyka molekularna, s. 308 PWN, Warszawa 1953,
3. Fizyka doświadczalna cz. 4. Optyka, s. 372, PWN, Warszawa 1954.

WERLE J.

1. Obecny stan sił jądrowych, Mat. Konf. Fiz. w Spale, PWN, 1954.
2. Wpływ niestatycznych członów na potencjały jądrowe jw.

WIŚNIEWSKI F. J.

1. La théorie des noyaux, Ł. T. N., nr 1, 1947.
2. La section efficace d'une particule lourde, Ł. T. N., nr 5, 1948.
3. Sur la déduction possible des équations invariantes du champs électromagnétique, Ł. T. N., nr 9, 1949.
4. Le mouvement de deux particules lourdes qui s'attirent en raison inverse de la puissance de leurs distances, Ł. T. N., nr 14, 1949.
5. La masse électromagnétique des particules élémentaires. Ł. T. N., nr 17, 1949.

WEYSSENHOFF J.

Dziewulski W., Patkowski J., Staszewski W., Szczeniowski S. i Weyssenhoff J.

1. „A. Witkowski, Zasady Fizyki“, tom 2. wyd. III rozszerzone, s. 482, Kasa im. Mianowskiego, Warszawa 1948.
2. Zagadnienie długości elementarnej w fizyce. Mat. Konf. Fiz. w Spale, PWN, 1954.

ZAWADZKI A.

1. Hodoskopowe wyznaczanie przebiegów koherentnych i niekoherentnych cząstek promieniowania kosmicznego, Ł. T. N., 1954.

Irena Joliot-Curie

Instytut du Radium, Paris

Wspomnienia o Marii Skłodowskiej-Curie

To, co tu piszę, nie ma być wyczerpującą biografią mojej matki. O swoim życiu z Piotrem Curie pozostawiła nam nieocenione świadectwo w postaci książeczki o nim. Moja siostra Ewa bardzo żywo i wiernie przedstawiła naszą matkę w biografii, której treści nie dałoby się pomieścić w ramach artykułu. Pragnę więc jedynie skreślić tu, może nieco nieporządnie, trochę wspomnień i osobistych wrażeń.

Niestety, niewiele zachowałam wspomnień z dzieciństwa i chociaż miałam już osiem lat, gdy w 1906 r. umarł mój ojciec, nic prawie nie pamiętam z lat wspólnego życia moich rodziców. Mieszkaliśmy wówczas na Boulevard Kellerman w pobliżu fortyfikacji, w domku otoczonym małym ogródkiem. Mój dziadek, Eugeniusz Curie, mieszkał z nami i dużo się mną zajmował. Rodzice żyli spokojnie i zgodnie, większość dnia przebywali w laboratorium. Matka znajdowała jednak niekiedy czas, by sama mnie odprowadzić do szkoły niedaleko Obserwatorium, albo przyjść zobaczyć, jak się bawię w parku Montsouris, gdzie zwykle chodziłam ze służącą. Podczas wakacji rodzice poświęcali mi więcej czasu, zabierali mnie na spacery lub na przejażdżki rowerowe.

Matka moja obdarzała ojca wielką miłością i podziwiała w nim zarówno jego charakter, jak i wartość jako uczonego. Mój ojciec był szczęśliwy znalazłszy w niej to — co w pragnieniach zawsze odczuwał, nie wierząc jednak, że mogą się one spełnić — ukochaną kobietę a jednocześnie towarzyszkę pracy. Oboje lubili uciekać z miasta w niedzielę lub w czasie wakacji na długie wycieczki piesze lub rowerowe. W ciągu jedenastu lat wspólnego życia nie rozstawali się ze sobą prawie nigdy ani podczas pracy, ani podczas wakacji.

Rodzice moi różnili się bardzo charakterem i cudownie wzajemnie się uzupełniali. Współpracowali doskonale zarówno w życiu codziennym, jak i w nauce. Piotr Curie, świetny eksperymentator, był również myślicielem, chociaż nienawidził filozofów; zawdzięczamy mu głębokie rozważania o roli symetrii w zjawiskach fizycznych i o innych zagadnieniach ogólnego charakteru. Myśl mojej matki była najczęściej nastawiona na natychmiastowe działanie, nawet w dziedzinie nauki.

Trzy małe notatniki laboratoryjne, rozpoczęte w grudniu 1897 r. i zakończone około lipca 1899 r., pozwalają śledzić dzieje ich ścisłej współpracy w odkryciu polonu i radu. Ojciec i matka żywo zainteresowali się odkrytym przez Becquerela zjawiskiem promieniowania uranu. Matka, która właśnie skończyła studia i miała za sobą jedynie drobną pracę o właściwościach magnetycznych stali, szukała tematu do pracy doktorskiej i postanowiła podjąć badania nad promieniami Becquerela. Dyrektor École de Physique et de Chimie, gdzie Piotr Curie był profesorem, dał jej trochę miejsca na zainstalowanie aparatu pomiarowego.

Na kartkach notatnika z pierwszych miesięcy badań widać czytelne i porządne zapiski mojej matki, a gdzieś tam na marginesie kilka wierszy nabazgranych ręką ojca lub wykres czy wyniki pomiarów świadczące o jego stałym zainteresowaniu pracą. Po pomiarach aktywności uranu pojawiają się pomiary aktywności różnych substancji przypadkowo wybieranych spośród materiałów znajdujących się w pracowni, następnie zaś dane o minerałach zawierających uran, których nienormalnie wysoka aktywność nasunęła myśl o przypuszczalnym istnieniu nieznanych pierwiastków promieniotwórczych. Dalej następują pomiary dotyczące toru. W tym czasie ojciec przyłączył się do pracy matki. Kartki notatnika zapisane są na przemian pismem matki i ojca, nieraz nawet na jednej stronie widzimy zapiski obojga, świadczące o ich ścisłej współpracy zarówno przy obróbce chemicznej materiałów, jak i w pomiarach promieniotwórczości.

W lipcu 1898 r., zaledwie w sześć miesięcy po rozpoczęciu badań, Piotr i Maria Curie ogłosili odkrycie polonu, a w grudniu 1898 r. odkrycie radu. Jednakże ciała te znajdowały się w preparatach w ilościach niezmiernie małych.

W zyciorysie Piotra Curie moja matka pisze:

„Pomimo tych stosunkowo szybkich postępów daleko było do ukończenia pracy. Według naszego przekonania mieliśmy tu bez żadnej wątpliwości nowe pierwiastki, jednak aby chemicy zechcieli to uznać, trzeba było te pierwiastki wydzielić. Otóż w otrzymanych przez nas najbardziej radioaktywnych produktach (kilkaset razy bardziej aktywnych niż uran) polon i rad występowały jedynie jako ślady: polon towarzyszył bizmutowi otrzymanemu ze smółki uranowej, a rad barowi pochodzącemu z tego samego minerału. Zналиśmy już metody, jakimi można było usiłować oddzielić polon od bizmutu, a rad od baru, ale to rozdzielenie wymagało znacznie większych ilości surowców niż te, które do tego czasu przetwarzaliśmy.

W tym okresie naszej pracy ogromnie przeszkadzał nam brak odpowiednich środków: pomieszczenia, pieniędzy i personelu. Smółka była minerałem kosztownym i nie mogliśmy nabyć jej w dostatecznej ilości.

Głównym źródłem tego minerału był wówczas Jachymow (Czechy), gdzie znajdowała się kopalnia eksploatowana przez rząd austriacki w celu otrzymywania uranu. Według naszych przewidywań cały rad i część polonu winny się znajdować w odpadkach z tej produkcji, w owym czasie zupełnie bezużytecznych. Dzięki poparciu wiedeńskiej Akademii Nauk udało nam się nabyć na korzystnych warunkach kilka ton tych odpadków, które użyliśmy jako surowca. Na pokrycie kosztów przeróbki musieliśmy początkowo używać własnych środków; później korzystaliśmy z pewnych subwencji i pomocy z zewnątrz.

Szczególnie ważna była kwestia lokalu; nie wiedzieliśmy, gdzie prowadzić przeróbkę chemiczną. Trzeba to było robić w opuszczonej szopie, oddzielonej podwórzem od pracowni, w której znajdowała się aparatura elektrometryczna. Był to barak z desek, z podłogą asfaltową, z dachem oszklonym, miejscami przeciekającym, bez urządzenia ani umeblowania poza paroma starymi stołami sosnowymi, piecykiem żelaznym, nie dającym dosyć ciepła i czarną tablicą, którą Piotr tak bardzo lubił się posługiwać.

Brakowało wyciągów do usuwania szkodliwych gazów — niektóre czynności trzeba było wykonywać na podwórzu, o ile pogoda na to pozwalała, lub też wewnątrz przy otwartych oknach. W tym przypadkowym laboratorium pracowaliśmy niemal bez pomocy przez dwa lata, zajmując się wspólnie zarówno robotą chemiczną, jak i badaniem promieniowania coraz bardziej aktywnych produktów, które otrzymywaliśmy. Następnie trzeba było podzielić zadania: Piotr Curie w dalszym ciągu prowadził badania właściwości radu, podczas kiedy ja kontynuowałam prace chemiczne mające na celu uzyskanie czystych soli radu. Musiałam naraz przerabiać do 20 kg substancji, do czego trzeba było wstawić do szopy pełno wielkich naczyń z cieczami i osadami. Przenoszenie tych naczyń było wyczerpującą pracą, jak również przelewanie cieczy i mieszanie godzinami żelaznym drągami wrzących substancji. Z minerału wydzielałam bar radonośny i w postaci chlorku poddawałam go krystalizacji frakcjonowanej. Rad zbierał się we frakcjach najmniej rozpuszczalnych. Ta metoda miała prowadzić do wydzielenia czystego chlorku radu. Bardzo subtelne czynności ostatniej krystalizacji były utrudnione w tym tak niestosownym laboratorium przez pyły żelaza i węgla, od których nie mogliśmy się w dostatecznej mierze uchronić. Wyniki otrzymane po roku pracy wyraźnie wskazywały, że łatwiej będzie wydzielić rad niż polon; dlatego też wysiłki nasze poszły w tym kierunku. Próbki tych soli użyczyliśmy kilku uczonym, w szczególności Henrykowi Becquerelowi“.

Można się domyślać, że śmiałe przedsięwzięcie wydzielenia radu bez personelu, bez pieniędzy, bez materiałów; z szopą jako laboratorium i wymagające przeróbki całych kilogramów minerałów lub odpadków smółki,

podjęte było z inicjatywy mojej matki, chociaż rodzice pracowali wtedy razem. Później uwaga Piotra Curie została skierowana ku fizycznej stronie zagadnienia. Najbardziej pociągały go pasjonujące problemy związane z emisją tajemniczych promieniowań tych nowych substancji oraz trudności interpretacji zjawisk ich przenikania poprzez materię. Natomiast Maria Curie mocno pragnęła zobaczyć czystą sól radu, zmierzyć jej ciężar atomowy i upierając się przy tym nie tylko uczyniła zadość swemu własnemu życzeniu, ale również uzyskała przekonywający dowód realności nowych pierwiastków. W latach następnych po odkryciu polonu i radu Piotr i Maria Curie dokonali olbrzymiej pracy, walcząc z rosnącymi trudnościami, wynikającymi z niedostatecznych urządzeń laboratoryjnych a także z niewystarczających osobistych środków materialnych. Ostatecznie Piotrowi Curie zostało powierzone prowadzenie wykładów na Kursach Fizyki, Chemii i Biologii. Tam oddano mu do dyspozycji małe, jeszcze niewystarczające laboratorium.

W r. 1903 Szwedzka Akademia przyznała Piotrowi i Marii Curie oraz Henrykowi Becquerelowi nagrodę Nobla z fizyki. Było to początkiem ich sławy. To szczęśliwe wydarzenie położyło kres ich trudnościom finansowym, z drugiej jednak strony pracę ich zakłócały liczne odwiedziny, listy itp. Piotr Curie otrzymał wreszcie stanowisko profesora i nieco większe laboratorium, ale nie zdążył już niestety z niego skorzystać. Jego świetna działalność naukowa została nagle przerwana w momencie, kiedy warunki jego życia i pracy zaczęły się poprawiać.

Śmierć mojego ojca, który zginął jako ofiara wypadku, była dla mojej matki ciosem, po którym przez wiele lat nie mogła wrócić do równowagi. W istocie nie zdołała się nigdy pocieszyć ani nawet pogodzić z tym faktem. Kiedy jeszcze jako dziecko straciła matkę, opanowało ją tak silne poczucie buntu przeciw niesprawiedliwości losu, że na zawsze odeszła od wiary katolickiej, w której była wychowana. Po śmierci mojego ojca to samo poczucie buntu i rozgoryczenia sprawiło, że przez długie lata nie mogła o nim mówić. Dopiero pod koniec swego życia zaczęła chętniej go wspominać.

Wydział Nauk Ścisłych Uniwersytetu Paryskiego zaproponował matce objęcie katedry po Piotrze Curie. Była to śmiała innowacja w owych czasach, kiedy nawet studentek było niewiele na uniwersytecie, a zupełnie nie myślano, aby kobiety mogły zajmować stanowiska w szkolnictwie wyższym. Maria Curie przyjęła propozycję Wydziału, uważając za swój obowiązek dalsze prowadzenie wspólnie rozpoczętej pracy. W ten sposób wzięła na siebie cały ciężar prowadzenia wykładów i kierowania pracownią, a jednocześnie musiała zajmować się wychowaniem swoich dwóch córek; miałam wówczas lat osiem, a siostra moja Ewa była jeszcze małym dzieckiem.

Nie chcąc nadal pozostawać w domu na Boulevard Kellerman, z którym kojarzyło się zbyt wiele wspomnień, a jednocześnie pragnąc zapewnić nam zdrowe warunki, matka wynajęła w Sceaux, w pobliżu stacji, dom w pięknym ogrodzie. Dziadek nadal mieszkał z nami; pozostał mi w pamięci jego obraz, jak pielęgnuje i podlewa kwiaty. Dzięki jego obecności matka mogła pozostawać cały dzień w Paryżu nie niepokojąc się o nas. Przez pewien czas mieliśmy również wychowawczynię Polkę, daleką kuzynkę mojej matki, do której miała ona wielkie zaufanie. Nauczyłyśmy się mówić po polsku — moja siostra bardzo dobrze, a ja — dosyć źle, ale jeśli nie chodzi o rzeczy bardziej skomplikowane, potrafię się z łatwością wysłowić.

Jest godne uwagi, że matka, która sama była typem wzorowej uczennicy, odnosiła się bardzo nieufnie do nauczania w szkołach średnich. Być może, że odegrał tu rolę wpływ mojego ojca, który kształcił się w domu i nigdy nie byłby dobrym uczniem w szkole, bo lubił gruntownie zapoznać się z każdym zagadnieniem, nie mógł natomiast szybko przechodzić od przedmiotu do przedmiotu, jak czyni się to w szkole. Poza tym moja matka uważała, że we Francji zbyt wiele godzin poświęca się na lekcje w szkole i odrabianie zadań domowych, na skutek czego brakuje czasu na różne inne zajęcia, na ćwiczenia fizyczne i spacer. Nie zostałam więc oddana do liceum: w początkach mego wykształcenia ważną rolę odegrał dziadek, dawał mi dużo książek do czytania i kazał się uczyć wierszy, które nie bardzo jeszcze rozumiałam, ale których piękno już odgadywałam. Z tych czasów pozostało mi zamiłowanie do uczenia się poezji.

Przez dwa lata uczęszczałam na komplety, które dla swoich dzieci zorganizowało grono przyjaciół mojej matki. Fizyki uczyła Maria Curie, chemii — Jean Perrin, przyrody — Moutton, matematyki — Paul Langevin, francuskiego i historii — pani Perrin, angielskiego i niemieckiego — pani Chavannes (żona profesora Collège de France), rysunków i modelowania uczył nas rzeźbiarz Magrou. Było nas dziesięcioro dzieci. Nauczanie fizyki i chemii polegało niemal wyłącznie na ćwiczeniach praktycznych, urządzanych przez Marię Curie w jednej z sal École de Physique et de Chimie i przez Jean Perrin w jego małej pracowni w Sorbonie.

Później matka udzielała systematycznych lekcji matematyki jednej z moich koleżanek — Isabelle Chavannes i mnie. Obawiam się, że nie zawsze uważałam na tych lekcjach, przypominam sobie bowiem następujące wydarzenie: pewnego dnia moja matka zadała mi pytanie, na które nie odpowiedziałam, chociaż powinnam była to uczynić bez trudności. W odruchu zniecierpliwienia chwyciła mój zeszyt i wyrzuciła go przez okno do ogrodu. Wówczas ja spokojnie zeszałam dwa piętra, podniosłam zeszyt, powróciłam z nim na górę i odpowiedziałam na postawione pytanie.

Dopiero dwa lata przed maturą zostałam oddana do Collège Sévigné. Szkołę tę wybrała matka ze względu na to, że pozostawiała ona swoim uczennicom stosunkowo dużo wolnego czasu, a także dlatego, że było w niej dobre i nowoczesne nauczanie. Rodzice moi nie wierzyli w użyteczność przedmiotów klasyczo-humanistycznych w formowaniu umysłu, uważając je za wielką stratę czasu. Sądziли, że obok najważniejszych — w ich pojęciu — nauk ścisłych, daleko bardziej korzystne jest uczenie francuskiego i języków nowoczesnych. Niestety Collège Sévigné znajdowało się w śródmieściu Paryża, w ciasnym lokalu i pozbawione było zarówno boiska sportowego, jak i sal do ćwiczeń praktycznych.

Moja siostra Ewa również uczęszczała do Collège Sévigné, ale wstąpiła tam w znacznie młodszym wieku i odbyła studia dłuższe i bardziej normalne niż moje.

Dziś stoi w Sceaux piękny gmach szkoły dla dziewcząt, która nosi nazwę Liceum Marij Curie, jasny i dobrze przewietrzany, wyposażony w piękne sale do ćwiczeń praktycznych. Obok znajdują się urządzenia sportowe, jeszcze może niewystarczające, ale wolne tereny otaczające szkołę przewidziane są na ich rozbudowę. Matka moja byłaby szczęśliwa, gdyby wiedziała, że jej imię związane jest z tym pięknym liceum.

Warto zaznaczyć, że o ile moja matka miała poważne zastrzeżenia co do organizacji studiów średnich we Francji, to do szkolnictwa wyższego odnosiła się z wielkim uznaniem. W odpowiedzi na pewną ankietę napisała:

„... Mogę jedynie podzielić się osobistymi wrażeniami, wspomnieniami z lat już odległych, kiedy jako zwykła studentka przybyłam do Francji w poszukiwaniu nauki, do której dostęp jest tak trudny w moim kraju rodzinnym. Sympatie dla Francji były zawsze bardzo żywo odczuwane przez moich rodaków, będących pod urokiem tego kraju wolności, któremu ludzkość zawdzięcza wiekowy dorobek budzący zachwyt i wdzięczność. Znalazłszy się w obcym środowisku naukowym byłam początkowo nieco zdezorientowana, jednakże łatwo i prędko przystosowałam się do ducha i stylu tych studiów. Student przybywający do Francji nie powinien oczekiwać kierownictwa, któremu miałby biernie podlegać i które prowadziłoby go do jakiegoś określonego celu utylitarnego. System francuski przede wszystkim polega na tym, żeby budzić w studencie zaufanie do jego własnych sił i przyzwyczajając go do posługiwania się nimi. Daje się to zauważyć już w wyższych klasach szkół średnich, a dominuje całkowicie na uniwersytetach, gdzie profesorowie starają się raczej otwierać studentom szerokie perspektywy samodzielnej pracy niż w ścisłym sensie nauczać. Obowiązkowe ćwiczenia i dyscyplina szkolna nie grają zasadniczej roli. Student, przyzwyczajony do innego systemu, w którym studia jego były ściśle nadzorowane, może być z początku nieco zaskoczony i zdezorientowany, ale w tej atmosferze, szczególnie pod wpływem

przykładu kolegów, następuje szybkie przystosowanie, tak że młodzi ludzie przybywający ze szczerą chęcią zdobycia wiedzy, skoro już przejdą proces aklimatyzacji, niechętnie poddają się innym warunkom pracy, w których nie mieliby takich możliwości swobodnego rozwoju“.

Kiedy moja matka wyjeżdżała, pisałam do niej dużo listów, w których szczegółowo opowiadałam, co siostra i ja robimy, jaką pracą jesteśmy zajęte; najczęściej chodziło o zagadnienia matematyczne, które napotykałam. Dawałam wyraz radości, jaką sprawiały mi pewne problemy; w jednym liście naszkicowałam nawet krzywą przedstawiającą rozwiązanie równania — krzywa ta specjalnie mi się podobała. Nie mogę się oprzeć chęci zacytowania listu, dającego pojęcie o milej fantazji, z jaką pracowałam nad językami obcymi w 1912 r., kiedy brałam prywatne lekcje angielskiego, przygotowując się wówczas do matury, którą miałam zdawać w roku następnym.

„... Wiesz, moja kochana, że czytanie jest dla mnie konieczną potrzebą. Kiedy mam książkę, to ją pożeram. Wyobrażasz sobie, co za udreczenie jest mieć książki, a nie znać ich treści. Zabrałam się więc dzielnie do czytania jednocześnie Minny von Barnhelm, dwóch czy trzech opowiadań według *Shakespeare'a* (w opracowaniu dla dzieci), zakończenia *Undine*, początku *David Copperfielda* (po angielsku — pożyczyla mi go *Izabella*), *Starego Marynarza* *, (przypominasz sobie, że miałam to sobie kupić do lekcji angielskiego), historyjek, które są w niemieckiej książce *Ewy*, i wreszcie historyjek, które są w *Berlitzu* pożyczonym od *Andrzeja*.

Mam więc siedem rodzajów lektury. Kiedy czytając *Undine* trafiam na ustęp zbyt trudny, przechodzę do opowiadań z *Berlitz'a*, a kiedy mam dosyć *Berlitz'a*, biorę *Minnę von Barnhelm*, po czym przechodzę do *Shakespeare'a*, a następnie do *Dickensa*. Cały czas mam słownik na stole. Życz mi, abym szczęśliwie wyszła z tego pomieszania książek angielskich i niemieckich. A jeszcze na początku roku nie zdarzało mi się nic czytać po angielsku czy po niemiecku poza zadaną lekcją. Na *Wielkanoc* po raz pierwszy przeczytałam z własnej woli coś po angielsku — była to jedna z bajeczek *Kiplinga*“. Przypominam sobie, że była to bajka o kocie, co chodził własnymi drogami, polecona mi przez moją nauczycielkę angielskiego. Ten trafny wybór lektury bardzo przyczynił się do moich postępów w angielskim. Obawiam się natomiast, że głęboka nuda wydzielana przez *Minnę von Barnhelm* i *Undine* mocno zahamowały moją naukę niemieckiego. Później w dużo przyjemniejszy sposób lepiej poznałam ten język czytając poezje *Heinego* i... romanse kryminalne.

* Jest to moje niezbyt zręczne tłumaczenie tytułu znanego poematu *Coleridge'a* — *The Ancient Mariner*.

Z niezbyt porządnego wykształcenia, które otrzymałam, zachowałam wrażenie, że mało pracując i wkładając niewiele wysiłku osiągnęłam dobre przygotowanie w zakresie nauk ścisłych i pewną dozę kultury literackiej oraz znajomość języków obcych (angielskiego i niemieckiego) mierną, lecz wystarczającą, gdy później ucząc się dalej sama mogłam dobrze opanować angielski, niemiecki zaś dostatecznie do czytania prac naukowych. Zapewne, byłam bardzo źle przygotowana do maturalnych wypracowań francuskich i komentowanie którejs z maksym *La Rochefoucauld* a nie wzbudzało mojego zapału, jednakże później bez trudności nauczyłam się redagowania prac naukowych.

Kiedy rozpoczynałam studia na uniwersytecie, matka dawała mi zadania z fizyki, które można było wyrazić za pomocą równań różniczkowych różnych typów. W ten sposób chciała uświadomić mi związek metod matematycznych z ich zastosowaniami. Zachowałam zeszyt z tymi zadaniami wybranymi w sposób nadzwyczaj interesujący.

Matka starała się dawać nam jak najwięcej możliwości uprawiania sportu. Gimnastykowałyśmy się, pływałyśmy, jeździłyśmy konno i na rowerach, wiosłowałyśmy i chodziłyśmy na ślizgawkę. W czasie, kiedy o sportach zimowych zaledwie zaczynało mówić, matka zabrała nas na święta Bożego Narodzenia do małej miejscowości w górach Jury, gdzie ślizgałyśmy się na jeziorze. Tam też po raz pierwszy założyłam narty i zjeżdżałam... z dziesięciometrowych pagórków. Mimo że były to nader skromne wyczyny i mimo że od tego czasu aż do r. 1922 nie uprawiałam sportów zimowych, mogę się pochwalić, że jestem jedną z najdawniejszych narciarek francuskich.

Prowadząc dalej swoje prace nad otrzymaniem czystego radu i wyznaczeniem jego ciężaru atomowego, *Maria Curie* kierowała jednocześnie pracami kilku uczonych, których mogła przyjąć do swojego małego laboratorium. Korzystała przy tym z pomocy swego współpracownika *André Debierne*, który był naszym szczerym przyjacielem. W r. 1910 *Maria Curie* kandydowała do Akademii Nauk, jednakże bez powodzenia. Członkiem Akademii został wybrany *Branly*. W tym okresie antyfeminiści i klerykali rozpętali przeciwko niej gwałtowną kampanię. Odtąd nigdy już nie stawiała swojej kandydatury do Akademii, odniósłszy bardzo przykre wrażenie z pierwszej próby, kiedy przekonała się, że zasługi naukowe mają mniejsze znaczenie niż różne względy uboczne.

Była członkiem wielu akademii zagranicznych, ale nigdy francuskiej Akademii Nauk. Akademia Medycyny wybrała ją na członka w r. 1922; z braku czasu rzadko uczęszczała na posiedzenia, mimo to żywo interesowała się sprawami tam dyskutowanymi, przede wszystkim ze względu na związki zagadnień medycznych ze społecznymi. Miała przekonanie, że lekarze niezależnie od swoich poglądów politycznych przez samo upra-

wianie swego zawodu uczą się rozumieć pewne rzeczywiste aspekty kwestii społecznych.

Okolo roku 1910 matka przeżywała ciężki okres swego życia. Dziadek mój umarł, co ją bardzo zasmuciło, a także było źródłem nowej troski. Jak zastąpić jego rozumny i życzliwy nadzór nad moją siostrą i nade mną. Wreszcie do kampanii politycznej, prowadzonej przeciwko niej w związku z jej kandydaturą do Akademii, dołączyła się kampania oszczerstw dotyczących jej życia prywatnego. Otrzymanie po raz drugi nagrody Nobla — tym razem z chemii — było dla niej w tym bolesnym okresie szczególnie cenne. Zdrowie jej, którego stan już od pewnego czasu budził niepokój, uległo nagle pogorszeniu. Zachorowała ciężko, życie jej było zagrożone. Musiała poddać się ciężkiej operacji nerek, po której długo powracała do zdrowia. Doznała wówczas życzliwości i sympatii grona przyjaciół. Jej siostra Bronia specjalnie przyjechała z Polski, aby się nią zająć, André Debierne często odwiedzał nas. Wspomnę jeszcze Jean Perrin i żonę jego Henriette, panią Chavannes, matematyka Emile Borela i jego żonę Marguerite i Mrs Ayrton.

Wysiłku Marii Curie w kierunku uzyskania stosownego laboratorium, w którym mogłaby się rozwijać nauka o promieniotwórczości, doprowadziły wreszcie do stworzenia Instytutu Radowego złożonego z Laboratorium Curie, przeznaczonego do badań fizycznych i chemicznych, oraz Laboratorium Pasteura, przeznaczonego do badań biologicznych i lekarskich. Przewidując, jak wielką rolę odgrywać będzie w przyszłości ta nowa dziedzina, Maria Curie pragnęła, aby Instytut został zbudowany na peryferiach Paryża, wśród wolnych terenów, zapewniających możliwości dalszej rozbudowy. Wbrew jej opinii budynek Instytutu postawiono w mieście. Wszystko było pomyślane w zbyt małej skali i kiedy laboratoria oddano do użytku po pierwszej wojnie światowej, to niemal od początku okazała się konieczność rozszerzenia pomieszczeń. Budynek otaczający nie pozwalał na rozszerzenie Instytutu, tak jakby to odpowiadało jego potrzebom rozwojowym. Wynikłe stąd nie kończące się utrudnienia dla prac zarówno fizycznych i chemicznych, jak i biologicznych i lekarskich, były skutkiem wąskich horyzontów myślowych i braku przewidywania władz publicznych.

Instytut Radowy mimo ciasnoty swoich pomieszczeń odegrał wielką rolę w rozwoju nauki o promieniotwórczości i o zastosowaniach leczniczych radiopierwiastków. Pod kierunkiem prof. Regaud opracowano zasady zastosowania promieniowań do leczenia raka, podczas gdy Laboratorium Curie stało się ośrodkiem naukowym, w którym wyszkolili się prawie wszyscy francuscy badacze w dziedzinie promieniotwórczości i fizyki jądrowej.

Budowa Laboratorium Curie była zaledwie ukończona, kiedy w r. 1914 wybuchła wojna. Matka pozostała sama z jednym laborantem. Trzeba było przewieźć aparaty, znajdujące się w starym lokalu na rue Cuvier. Miałam wtedy 17 lat i właśnie zdałam maturę. Matka wzięła mnie do pomocy przy przewożeniu aparatów dorożką, do porządkowania zbioru publikacji, będącego w niesłychanym nieładzie i układaniu próbek minerałów promieniotwórczych.

Już w pierwszych miesiącach wojny uwagę mojej matki zwrócił fakt, że aparaty rentgenowskie do prześwietleń, aczkolwiek już dosyć rozpozszechnione wśród lekarzy cywilnych, były prawie zupełnie nieznanne w wojskowej służbie zdrowia. Z tą samą energią, z jaką kiedyś zdecydowała się porwać bez żadnego wyposażenia na przerabianie ton minerałów, teraz postanowiła zająć się organizacją drużyn wyposażonych w aparaty rentgenowskie na samochodach. Od prywatnych ofiarodawców otrzymała pewną liczbę samochodów i pieniędzy na zakup aparatów rentgenowskich. Zwalczając opory biurokracji wojskowej zorganizowała z pomocą pewnej liczby osób dobrej woli zespoły ruchome, obsługujące szpitale frontowe. Szkoliła personel w badaniu radiograficznym złamań i lokalizacji pociśków, o czym większość lekarzy cywilnych i wojskowych nie miała wówczas pojęcia. Już w jesieni 1914 r. pierwsze wozy weszły do służby.

Około r. 1920 Maria Curie wydała książkę „Radiologia i wojna“, w której obok rozważań o charakterze bardziej technicznym zamieszcza opis pracy tych ruchomych drużyn radiologicznych i trudności, z którymi się niekiedy spotykano ze strony samych lekarzy:

„Przypomnijmy w kilku słowach działalność tych wozów radiologicznych, którą miałam sposobność śledzić dostatecznie blisko, aby móc docenić wartość dokonanej pracy, ofiarność i pomysłowość personelu.

Otrzymawszy nagłe wezwanie zespół złożony z kierowcy, technika obsługującego instalację rentgenowską i z lekarza wyrusza do miejsca przeznaczenia, wioząc kompletny aparat i jego wyposażenie. Po przybyciu do celu wyładowuje się skrzynie i ustawia się aparaturę w jednej z sal szpitalnych. Kierowca przeciąga kabel i łączy nim aparat z prądnicą napędzaną silnikiem gazowym. Następnie próba działania lampy rentgenowskiej. Przynosi się ekran fluoryzujący, w oknach zawiesza się zasłony zaciemniające. W ciemni fotograficznej przygotowuje się klisze i naczynia z wywoływaczem i utrwalaczem. Nieraz w braku odpowiedniego pomieszczenia ciemnie trzeba zaimprovizować za pomocą zasłon lub koców szpitalnych. Wreszcie wszystko jest gotowe. Normalnie, jeżeli warunki miejscowe nie są szczególnie trudne, można przystąpić do prześwietleń w pół godziny po przyjeździe.

Teraz rozpoczyna się wspólna praca z lekarzami i chirurgami miejscowego szpitala albo punktu opatrunkowego. Przeprowadza się badanie

radiograficzne rannych, robi się fotografie, niekiedy chirurg operuje podczas prześwietlenia. Po wykonaniu pracy drużyna radiologiczna pakuje swój sprzęt do skrzyń, ładuje je do samochodu i odjeżdża do swojej bazy, aby następnego, a nieraz i tego samego dnia wyruszyć ponownie...

„W początkowym okresie wojny komendanci szpitali i chirurdzy wojskowi nie bardzo wierzyli w przydatność radiologii. W niektórych przypadkach wprost odmawiali korzystania z ofiarowanej im pomocy uważając, że zastosowanie promieni rentgenowskich wprowadzałoby zbyt znaczne komplikacje i byłoby stratą czasu. Większość z nich sądziła, że metody radiologiczne mogą być używane jedynie w wielkich centralnych szpitalach z dala od frontu. Taka też była opinia kierownictwa wojskowej służby zdrowia.

W tym czasie zadanie nie ograniczało się do zaopatrzenia szpitali w instalacje rentgenowskie; trzeba było przeprowadzić całą akcję przeszkolenia personelu i przekonać lekarzy o korzyściach użycia promieni rentgenowskich“.

Dalej pisze o swoich osobistych doświadczeniach podczas wojny:

„Będąc kierowniczką służby radiologicznej Czerwonego Krzyża a jednocześnie działając z ramienia Towarzystwa Opieki nad rannymi miałam za zadanie urządzenie instalacji rentgenowskich, wszędzie tam, gdzie było to koniecznie potrzebne. W związku z tym odbyłam mnóstwo podróży koleją i samochodem, prawie zawsze wioząc sprzęt radiologiczny. Brałam udział w ustawianiu przywiezionej aparatury i w badaniu rannych. Podróże te dawały mi wgląd w potrzeby miejscowe, co było dla mnie podstawą do obmyślenia najwłaściwszego sposobu zaspokojenia ich. Najwięcej trudności wynikało z braku kompetentnego personelu do obsługi aparatów. Musieliśmy sami instalować aparaturę, a następnie w większości przypadków udzielać lekarzowi lub innemu pracownikowi szpitalnemu wskazówek, jak należy się nią posługiwać. Wadliwe działanie aparatów wynikało przeważnie z błędów obsługi. Zdarzało się, że będąc nagle wezwana do jakiejś miejscowości, aby zbadać przyczynę złego funkcjonowania instalacji, mogłam w ciągu godziny doprowadzić ją do porządku jedynie manipulując urządzeniami regulacyjnymi, kiedy sądzono, że transformator jest przebity a lampa rentgenowska — uszkodzona.

Lekarze odnosili się bez wielkiego zaufania do wskazówek radiograficznych dotyczących lokalizacji pocisków i odłamków. Pewien chirurg poszukiwał odłamka w pobliżu rany chociaż radiogram wskazywał, że przesunął się on dalej. Nie znalazłszy go zdecydował się zbadać miejsce podane na podstawie prześwietlenia X, niezwłocznie natrafił na odłamek i mógł go usunąć. Od tego czasu pozbył się swoich uprzedzeń. Ogólnie można powiedzieć, że chirurdzy odnajdując pocisk dokładnie w miejscu, gdzie obecność jego była stwierdzona za pomocą promieni rentgenowskich,

wpadali w podziw i w zachwyt, jakby zobaczyli cud. Ten stan braku przygotowania i chęci do przyjęcia nowych metod poprawił się dopiero przez rozpowszechnienie radiologii i stałą współpracę radiologów z chirurgami“.

Matka nauczyła mnie obsługi aparatów, wówczas jeszcze bardzo prymitywnych w porównaniu z obecnie używanymi, i w okresie od listopada 1914 r. do marca 1915 r. wielokrotnie zabierała mnie ze sobą do pomocy przy manipulowaniu aparatami. Później pozostawiała mnie dając mi samodzielne zadania. Mając zaledwie 18 lat musiałam wziąć na siebie całą odpowiedzialność za obsługę radiologiczną w szpitalu angielsko-belgijskim koło Ypres, kilka kilometrów od linii frontu. Ponadto wypadło mi uczyć metod lokalizacji pocisków belgijskiego lekarza wojskowego, który odnosił się wrogo do najbardziej elementarnych pojęć geometrii.

W październiku 1916 r. pojechałam do Amiens z aparaturą dla tamtejszego szpitala wojskowego. Udało mi się szybko wyładować sprzęt z wagonu — normalnie wyładowanie z wagonu w Amiens trwało wtedy około dwóch tygodni — i zainstalować go w szpitalu z pomocą sierżanta i młodego studenta medycyny. Wtedy dopiero stwierdziłam, że naczelny lekarz szpitala jest głęboko przekonany o całkowitej bezużyteczności radiografii. Kiedy już aparatura sprawnie działała, a naczelny lekarz został zupełnie nawrócony na wiarę w wartość zastosowań metod naukowych do medycyny, przyjechała moja matka a jednocześnie generał, inspektor wojskowej służby zdrowia. Z trudnością zachowałam należytą powagę, kiedy matka w rozmowie z inspektorem wspominała o urządzeniach zainstalowanych „z jego łaskawego upoważnienia“. W rzeczywistości robił on wszelkie możliwe trudności, kiedy chodziło o stworzenie placówek rentgenowskich w strefie przyfrontowej. Moja matka umiała w razie potrzeby być dyplomatką, kiedy chodziło nie o jej własne sprawy, ale o dobro ogólne.

Później, kiedy sprzętu była już dostateczna ilość, ale ciągle jeszcze dawał się odczuwać brak odpowiednio przygotowanego personelu, matka zorganizowała w Laboratorium Curie kursy dla pielęgniarek-radiografek i wyszkoliła znaczną ich liczbę. Na kursach tych prowadziłam ćwiczenia praktyczne.

Po zawieszeniu broni Maria Curie zorganizowała w Laboratorium Curie kurs promieniotwórczości dla oficerów i żołnierzy amerykańskich, oczekujących na powrót do Stanów Zjednoczonych, którzy wyrazili chęć wykorzystania tego czasu na odbycie krótkich studiów we Francji.

Niektórzy z dawnych pracowników Laboratorium na Rue Cuvier wrócili po wojnie do pracy w nowym Laboratorium Curie. Obok nich pojawili się nowi pracownicy i powstał aktywny ośrodek naukowy, w którym zatrudnieni byli liczni badacze.

Już w dzieciństwie snułam plany, że w przyszłości będę pracowała naukowo z matką, toteż przystąpienie przeze mnie do pracy w Laborato-

rium Curie było rzeczą zupełnie naturalną. W czasie wojny niezależnie od zajęć w służbie radiologicznej uzyskałam dyplom ukończenia studiów, mogłam więc od razu przystąpić do pracy doktorskiej, którą zakończyłam w r. 1925. W tymże roku matka przyjęła na asystenta osobistego Fryderyka Joliot, wychowanek *École de Physique et de Chimie*, który był jej polecony przez *Langevina*. Mniej więcej po roku byliśmy zaręczeni. Pobraliśmy się w październiku 1926 r.

Mimo że kredyty były niewystarczające, co było przyczyną stałej troski Marii Curie, liczba pracowników naukowych podniosła się do około 40 fizyków i chemików, nie licząc mechaników i laborantów. Plonem ich działalności były liczne, stale ukazujące się publikacje. Pomędzy *Laboratorium Curie* a *Laboratorium Pasteura*, które razem tworzą *Instytut Radowy*, nawiązała się owocna współpraca w zakresie badań interesujących z punktu widzenia biologii.

Między pracownikami naukowymi zawsze było dużo cudzoziemców. *Maria Curie* uważała za swój obowiązek przyjmować do *Laboratorium* badaczy przysyłanych przez zagraniczne instytucje naukowe i w ten sposób umacniać stanowisko Francji w świecie nauki. Niektórzy przybywali, aby w ciągu kilku miesięcy zapoznać się z techniką metod radiochemicznych lub pomiarów promieniowań, inni pozostawali przez kilka lat, aby wykonać prace doktorskie. Wielu z nich zajmuje katedry w wyższych uczelniach swoich krajów. Ogółem przez *Laboratorium Curie* przeszli pracownicy 25 różnych narodowości, a w r. 1933 było jednocześnie reprezentowanych siedemnaście narodowości.

Przezwyciążając ogromne trudności *Maria Curie* zdołała przed r. 1914 wydzielić rad w poważnej ilości około 2 g. Ofiarowała go *Laboratorium Curie* wraz z 1 g, otrzymanym w r. 1921 w darze od kobiet amerykańskich. Stała czyniła uporczywe wysiłki celem otrzymania rzadkich substancji promieniotwórczych: radu D, polonu, aktynu, jonu i protaktynu. Wielu przemysłowców udzielało jej cennej pomocy dostarczając odpadków fabrykacyjnych, zawierających szukane substancje, lub też przeprowadzając w skali technicznej według jej wskazówek przeróbkę tych odpadków. Później wystarała się o wybudowanie w *Arcueil* oddziału *Laboratorium Curie*, gdzie można było prowadzić przeróbki chemiczne w dużej skali.

Te substancje promieniotwórcze posłużyły do wielu prac fizycznych i chemicznych. Dysponowanie wielką ilością polonu pozwoliło *Fryderykowi Joliot* i mnie wykonać badania, które doprowadziły do odkrycia neutronu i sztucznej promieniotwórczości. Pracując z preparatami aktywnymi *Mille Perey* odkryła w 1939 r. pierwszy izotop pierwiastka 87, któremu nadała nazwę francjum.

Radością ostatnich lat życia Marii Curie były sukcesy pracowników jej Laboratorium: odkrycie subtelnej budowy linii promieniowania α w r. 1929 przez Rosenbluma, szereg prac Fryderyka Jolioti moich — w r. 1932 prace, które prowadziły do wykrycia neutronu, w r. 1933 ważne wyniki badań nad elektronami dodatnimi, wreszcie w początku r. 1934 odkrycie sztucznych radiopierwiastków. Mój mąż i ja byliśmy szczęśliwi mogąc dokonać odkrycia, które tak dobrze dopełniało odkrycie Piotra i Marii Curie.

Cieszyła moją matkę myśl, że najprawdopodobniej jedno z nas będzie w przyszłości kierować stworzonym przez nią laboratorium. Nie przewidywaliśmy wówczas, że wypadnie każdemu z nas kierować osobnym laboratorium i że będziemy przez to rozdzieleni w pracy naukowej.

Mimo że musiała dużo czasu poświęcać na kierownictwo laboratorium i przygotowanie wykładów, moja matka stale prowadziła własne badania naukowe. Dużo zajmowała się pewnymi zagadnieniami chemicznymi, w szczególności metodą koncentracji aktynu w aktywnośnym lantanie; robiła również subtelne pomiary fizyczne. Starła się również ciągle śledzić rozwój nauki; prowadziła zeszyt z notatkami bibliograficznymi, w którym zapisywała dłuższe lub krótsze streszczenia czytanych prac, jak również szczegółowe rozważania nad niektórymi problemami, prze-rabiając z reguły przykłady liczbowe. Często zasięgała rady Langevina, z którym prowadziła długie rozmowy o teorii względności lub o zastosowaniach rachunku prawdopodobieństwa.

Maria Curie brała również czynny udział w zebraniach i komisjach naukowych we Francji i za granicą. Kilka razy uczestniczyła w kongresach solvayowskich, na które jeżdżano się do Brukseli około trzydziestu wybitnych uczonych, aby wspólnie dyskutować nad aktualnymi zagadnieniami fizyki i chemii. Była członkiem Komisji Wzorca Radowego, zajmującej się pomiarami i cechowaniem w dziedzinie promieniotwórczości; te sprawy żywo ją interesowały. W r. 1921 sama przygotowała pierwszy międzynarodowy wzorzec radu i osobiście dozorowała sprawdzanie wzorców wtórnych, przeznaczonych dla urzędów miar poszczególnych krajów.

Była również członkiem Komisji Współpracy Intelektualnej Ligi Narodów i regularnie uczęszczała na zebrania, zabierając głos w sprawach związanych z rozwojem nauki. W szczególności dużo zajmowała się sprawą „własności naukowej“. Maria i Piotr Curie nigdy nie chcieli opatentować metody wydzielania radu. Moja matka uważała, że uczeni nie powinni sami zajmować się zastrzeganiem sobie praw, ale jednocześnie była zdania, że jest rzeczą wysoce niewłaściwą, aby uczoney mógł pozostawać w ciężkich warunkach materialnych, jeżeli z jego odkrycia płyną poważne zyski. W r. 1926 przedłożyła również memoriał z projektem organizacji międzynarodowych stypendiów na badania naukowe. Projekty

ochrony własności naukowej i międzynarodowych stypendiów nie doczekały się realizacji, zapewne z powodu małych praktycznych możliwości Ligi Narodów .

Stałym przedmiotem troski Marii Curie była trudność zdobycia środków utrzymania dla pracowników naukowych. Stypendia nie były wystarczające ani co do liczby, ani co do wysokości. Z wielkim zadowoleniem przyjęła od bogatej Amerykanki pani Carnegie dar, który pozwolił jej przez szereg lat pomagać pracownikom swego laboratorium. Bardzo interesowała się akcją podjętą przez Jean Perrin w celu podniesienia do właściwego poziomu kredytów na laboratoria i na wynagrodzenia pracowników naukowych. Jean Perrin często prosił ją o towarzyszenie mu przy odwiedzaniu ministrów i członków parlamentu, aby w ten sposób nadać większą wagę swoim zabiegom, ona zaś zawsze była gotowa pomagać mu w sprawie, która była jej tak bardzo bliska. W wyniku tych starań została utworzona Narodowa Kasa Nauki. Instytucja ta, nazwana później Narodowym Centrum Badań Naukowych, ma za zadanie wspierać badania naukowe przez udzielanie subwencji zarówno na pokrycie kosztów samych prac, jak również na wynagrodzenie pracowników. W późniejszym okresie, po wyzwoleniu, Fryderyk Joliot był przez rok dyrektorem Narodowego Centrum Badań Naukowych i wiele uczynił dla poprawy sytuacji personelu naukowego i naukowo-technicznego a także dla zwiększenia środków na zaopatrzenie laboratoriów.

Jest rzeczą ciekawą, że w memoriale pisanym przez Marię Curie w sprawie stypendiów międzynarodowych w r. 1926 wyrażone są myśli, które zostały później zrealizowane we Francji dzięki wysiłkom Jean Perrin, a następnie Fryderyka Joliot.

*

Życzeniem Marii Curie było, aby jej laboratorium stało się nie tylko wielkim ośrodkiem badawczym, ale również aby praca w nim była rzeczą przyjemną; pokoje są przeważnie jasne i miłe. Mimo, że nie udało jej się przeprowadzić swojej koncepcji budowy Instytutu w terenie niezabudowanym, kazała natychmiast posadzić drzewa wzdłuż budynku i na niewielkiej przestrzeni pomiędzy Laboratorium Curie i Laboratorium Pasteura. W okresie wiosennym i jesiennym ogródek ten służył pracownikom naukowym jako miejsce spotkań i dyskusji. Matka często wychodziła ze swojej pracowni na taras i oparta o balustradę brała udział w rozmowie. Urządzane z różnych okazji zebrania pracowników naukowych również odbywały się w ogródku, jeżeli tylko pogoda na to pozwalała. Wynoszono stoły i stawiano na nich kiuwety fotograficzne z ciastkami, herbatę pito ze zlewek laboratoryjnych. Tradycja tych miłych zebrań utrzymuje się dotychczas. Inne, bardziej

oryginalne miejsce spotkań, znajdowało się przy schodach, w pobliżu drzwi wejściowych i drzwi do pracowni Marii Curie. W pewnym okresie odbywały się tam improwizowane zebrania, na których stojąc lub siedząc na schodach omawiano aktualne kwestie związane z bieżącymi pracami. Ostatnio zwyczaj ten wyszedł nieco z mody, ale nie zaniknął zupełnie.

Po śmierci Marii Curie w r. 1934 na dyrektora Laboratorium Curie został powołany André Debierne, dawny współpracownik Piotra i Marii Curie. Wkrótce potem Fryderyk Joliot został mianowany profesorem Collège de France. Dzięki niemu powstały dwa nowe laboratoria: Laboratorium Fizyki i Chemii Jądrowej w Collège de France oraz Laboratorium Syntezy Atomowej, które podlega Narodowemu Centrum Badań Naukowych. Pozwoliło to na szybszy rozwój fizyki jądrowej we Francji, na co poprzednio istniejące laboratoria, zbyt już ciasne w stosunku do liczby pracowników, nie byłyby wystarczające. Niemniej jednak należy stwierdzić, że zarówno kierownik tych nowych ośrodków badawczych Fryderyk Joliot, jak i ich pierwsi pracownicy wyszli z Laboratorium Curie, którego byli wychowankami i którego tradycje kontynuowali.

W r. 1946 André Debierne przeszedł w stan spoczynku. Wówczas ja objęłam stanowisko kierownika Laboratorium Curie.

*
* *

Moja matka, mimo że praca pochłaniała ją w tak znacznym stopniu, nie ograniczała swoich zainteresowań do kwestii naukowych. W młodości dużo czytała i często bywała na koncertach. Brała czynny udział w życiu patriotycznej młodzieży polskiej, walczącej z uciskiem carskim. Później we Francji nie śledziła już stale przebiegu wydarzeń politycznych. Chętnie polegała na opinii mojego dziadka Eugeniusza Curie, człowieka postępowych poglądów, wolnomyśliciela i antyklerykała. Na przykład, kiedy rozpoczęła się sprawa Dreyfusa, mój dziadek od razu wyraził swoje zdanie mniej więcej w taki sposób: „Znowu wojskowi zrobili głupstwo i nie chcą się do tego przyznać“. Cała rodzina zgodnie uznała słuszność tego stanowiska, na długo zanim rozpełtały się namiętne spory, które sprawę uczyniły jasną dla wielkiej części opinii publicznej.

Przywrócenie niepodległości Polski po wojnie 1914—1918 było dla mojej matki wielką radością. Zdawała sobie jednakże sprawę z niebezpieczeństw mogących zagrozić w przyszłości. Była raczej zwolenniczką utworzenia federacji obejmującej Polskę, Austrię, Czechosłowację, Węgry i Kraje Bałkańskie. Polacy w zaborze rosyjskim i niemieckim podlegali bezwzględnemu uciskowi, byli natomiast bardziej zadowoleni z rządów

by przeczytać je ponownie. Interesowała się moimi wrażeniami z teatru, kiedy szłam na sztukę klasyczną lub operę. Przyzwyczyłam się wchodzić do sypialni matki po powrocie z teatru i omawiać z nią widzianą sztukę o tak niewłaściwej godzinie.

Miałam także zwyczaj wcześniej wstawać, przygotowywać śniadanie i przynosić je na tacy matce do łóżka. Była to spokojna chwila na dyskusje literackie, naukowe i inne.

Matka najbardziej lubiła w chwilach wolnych przechadzać się poza miastem lub pracować w ogrodzie. Na wakacje najchętniej wyjeżdżała nad morze lub w góry. Lubiła sporty i korzystała z każdej sposobności, aby sama je uprawiać i nas do tego skłaniać. Była wrażliwa na piękno przyrody, ale nie podziwiała jej biernie. W ogrodzie zajmowała się kwiatami, w górach lubiła dużo chodzić, odpoczywając jedynie od czasu do czasu i oglądając krajobraz, ale nie doznawałaby przyjemności siedząc cały dzień na fotelu i patrząc na piękny widok. Będąc nad morzem pływała i wiosłowała, ale samo pływanie łodzią mniej ją pociągało. Postarała się o to, abyśmy się jak najwcześniej nauczyły pływać. Sama nie pływała bardzo dobrze, ale tak sumiennie wypracowywała, korzystając z moich wskazówek, swój styl, że mimo późnego wieku ciągle robiła postępy, czuła się w wodzie swobodnie i mogła pływać długo, chociaż niezbyt prędko. Aczkolwiek znosiła bardzo dobrze zimną wodę na wybrzeżu bretońskim w Arcouest, dokąd zwykle jeździliśmy, lubiła również pojechać od czasu do czasu na południe do Cavalaire, gdzie zbudowała sobie mały domek. Kąpała się tam w morzu i mimo upałów robiła długie spacery .

W górach robiłyśmy rozkoszne wycieczki albo jednodniowe, albo dłuższe, na które brałyśmy plecaki. Matka chodziła dobrze, jednak dosyć źle znosiła obciążenie, tak że najczęściej ja nosiłam oba plecaki.

W r. 1934 kilka miesięcy przed śmiercią matka pojechała z nami na sporty zimowe do Notre Dame de Bellecombe. Mój mąż, nasza siedmioletnia wówczas córeczka Helena i ja jeździliśmy na nartach. Matka ślizgała się ze mną i z moją córeczką i chodziła na raketach śnieżnych. Pamiętam, że pewnego wieczoru z niepokojem oczekiwałam jej powrotu. Wróciła już po zmroku z dalekiego spaceru do miejsca, z którego widać było Mont Blanc w zachodzącym słońcu.

Od operacji, której musiała się poddać w r. 1911, matka miewała od czasu do czasu ataki ostrych bólów nerkowych. Ataki te stopniowo stawały się łagodniejsze i rzadsze, tak że jeśli chodzi o ogólny stan fizyczny, to wydawało się, że raczej robi się coraz młodsza. W r. 1924 operowana była na kataraktę, która niestety pojawiła się na obu oczach i od tego czasu musiała nosić specjalne, bardzo grube szkła. Mimo to pozostała nadal czynna zarówno w laboratorium, jak i poza nim.

Od czasu zakończenia wojny bardzo dużo podróżowała, wyjeżdżając za granicę na zaproszenia uniwersytetów i władz rządowych albo na zebrania Komitetu Współpracy Intelaktualnej Ligi Narodów. Często też odwiedzała nas w czasie wakacji w Bretanii i jeździła do swego domku w Cavalaire. Zwykle zabierała bardzo niewiele bagażu. W podróżach prywatnych starała się zabierać tylko tyle rzeczy, ile mogła sama unieść — przyzwyczajenie, które pozostało jej z czasów wojny. Starła się unikać rozgłosu, co jednak w podróżach oficjalnych nie było możliwe. Natarczywość dziennikarzy i fotografów bardzo ją męczyła.

W r. 1912 spędzaliśmy wakacje w Arcouest pod Paimpol. W okolice te jeździła na lato grupa przyjaciół profesorów Sorbony z rodzinami tworząc małą kolonię, której ośrodkiem był dom historyka Charles Seignobos. Bywaliśmy tam prawie co roku. Później matka dała mi pieniądze na zbudowanie tam domku. Seignobos, którego nazywaliśmy kapitanem, gdyż posiadał małą żagłówkę „Eglantine“, umiał stworzyć dookoła siebie wyjątkowo miłą atmosferę. Starzy i młodzi żeglowali z nim na „Eglantine“, pływali kajakami do małych przybrzeżnych wyseppek, kąpali się, wieczorem zaś zbierali się w jego domu, aby prowadzić interesujące rozmowy lub grać w sekretarza. Niekiedy „kapitan“ zasiadał do fortepianu, my zaś tańczyliśmy lokalne tańce ludowe. Oprócz Charles Seignobosa bywali tam Jean Perrin, matematyk Emil Borel, chemik Victor Auger, geofizyk Charles Maurain, profesor Pagès z wydziału humanistycznego, chemik André Debierne i biolog Louis Lapicque, który był najbliższym sąsiadem „kapitana“.

Matka lubiła przebywać pewien czas wśród tego grona, w którym każdy mógł korzystać z zupełnej swobody, biorąc udział w życiu zbiorowym lub też, w zależności od chwilowego upodobania, chodzić własnymi drogami. Brała udział w spacerach, w pływaniu kajakami, w kąpielach. Później zajmowała się swoją wnuczką. Towarzyszyła nam na plażę, kiedy mała bawiła się w piasku lub kąpała się.

Pod koniec wojny współpracowała z matką przy szkoleniu pielęgniarek-rentgenistek Marta Klein, nauczycielka szkół średnich. Była to kobieta pełna wdzięku i niesłychanie czynna. Pod jej wpływem matka zaczęła bywać w Cavalaire na południowym wybrzeżu Francji. Przyjaciółki Marty Klein miały tam domki, bardzo skromne, ale przepięknie położone. Wreszcie i matka zdecydowała się wybudować tam sobie mały domek. Korzystała tam z miłego sąsiedztwa i z ciepła słonecznego, które tak bardzo lubiła.

Życie towarzyskie nie pociągało mojej matki. Bywała tylko, i to dość rzadko, w domach kilku przyjaciół. Przyjęcia i obiady oficjalne przeważnie męczyły i nudziły ją. Najchętniej rozmawiała z sąsiadami przy

stole na tematy związane z ich pracą, o czym zwykle mogli powiedzieć coś interesującego.

Fakt, że nie starała się o nawiązanie stosunków z osobami z wielkiego świata i z ludźmi wpływowymi, nie świadczy, moim zdaniem, o jej skromności. Przeciwnie, doskonale zdawała sobie sprawę z własnej wartości i nie czuła się bynajmniej zaszczycona spotykając ludzi utytułowanych albo ministrów. Mam wrażenie, że była bardzo zadowolona z poznania Rudyarda Kiplinga, natomiast to, że była przedstawiona królowej rumuńskiej, było jej zupełnie obojętne.

Matka stała się całkowicie Francuzką, niemniej jednak pozostała gorąco przywiązana do Polski. Nie było to dla niej źródłem żadnych wewnętrznych konfliktów, ponieważ naród francuski i naród polski były zawsze w przyjaźni. Jednakże matka musiała odczuwać rozdwojenie uczuć narodowych. Przypuszczam, że dlatego nie chciała z nami mówić po polsku, chociaż postarała się o to, abyśmy nauczyły się tego języka od guwernantek Polek. Myślała zapewne, że nie jest dobrze mieć dwa języki ojczyste, a być może obawiała się rozbudzenia w sobie samej tęsknoty za swoim krajem. Sądzę, że brakowało jej przyjaciół z lat dziecińczych, z którymi byłaby po imieniu i z którymi łączyłyby ją wspólne dawne wspomnienia. Wydaje mi się, że od czasu śmierci mojego dziadka nikt we Francji nie zwracał się do niej „Marie“ prócz Jacques Curie a także Henriette Perrin, żony Jean Perrin, z którą wiązała ją serdeczna przyjaźń. Matka utrzymywała możliwie najściślejszą łączność ze swoją rodziną: ze swoim bratem Józefem Skłodowskim, z siostrą Bronią Dłuską, którzy oboje byli lekarzami, z siostrą Heleną Szalayową, dyrektorką szkoły. Nie mogła jednak zbyt często odwiedzać Polski, gdyż podróże wtedy były męczące, kosztowne i długie — samoloty nie były jeszcze powszechnym środkiem lokomocji. Mile wspominam wakacje spędzone nad morzem w Royan razem z moją ciotką Szalayową i jej córką Hanią w r. 1910, jak również lato r. 1911, kiedy byliśmy w Zakopanem u mojej ciotki Dłuskiej. Po wojnie matka kilkakrotnie odwiedziła Polskę; moja ciotka Dłuska również wielokrotnie przyjeżdżała do Francji. Odwiedziny jej sprawiały wielką radość matce, która była do niej serdecznie przywiązana. Matka gorąco życzyła sobie, aby w Polsce rad był jak najszerszej wykorzystywany. Zdając sobie z tego sprawę moja ciotka zajęła się zebraniem funduszków na budowę Instytutu Radowego w Warszawie, w którym prowadzone byłyby badania fizyczne, chemiczne i lekarskie. Rozwinęła przy tym cały swój talent organizacyjny. Matka była szczęśliwa doczekawszy inauguracji tego Instytutu w r. 1932. Gmach Instytutu uniknął poważniejszego zniszczenia w czasie wojny, natomiast zaginęły pamiątki po rodzinie Skłodowskich i po Piotrze

i Marii Curie, które były tam zebrane przez ciotkę stanowiąc małe muzeum.

Z rodziną Jacques Curie, zamieszkałą w Montpellier, byliśmy w stałych stosunkach. Przed wojną 1914 r. lubiłam odwiedzać stryja i robiłam wycieczki z moimi kuzynami Maurice i Madeleine, którzy również przyjeżdżali do nas do Paryża. Maurice pracował pewien czas w laboratorium mojej matki. Później został profesorem Sorbony. André De-bierne i Maurice Curie odwiedzali nas zwykle w niedzielę.

W zachowanej korespondencji mojej matki znajduje się dużo listów od nich obu, zwłaszcza pisanych w czasie wojny 1914—1918, od Jacques Curie, od Mrs. Ayrton i od wielu innych przyjaciół.

Maria Curie miała jeszcze jedną odległą przyjaciółkę, w osobie Mrs. W. B. Meloney, dziennikarki amerykańskiej, naczelnej redaktorki znanego czasopisma. Mrs. Meloney odwiedziła moją matkę po raz pierwszy w r. 1920. Dowiedziawszy się, że matka nie dysponuje dostateczną ilością radu, zorganizowała wśród kobiet amerykańskich subskrypcję na zakup i ofiarowanie mojej matce jednego grama radu. Później urządziła drugą podobną subskrypcję na zakup grama radu dla Instytutu Radowego w Warszawie. W r. 1921 a po raz drugi w r. 1929 matka udała się do Stanów Zjednoczonych, aby odebrać te dary. Entuzjastyczne przyjęcie, jakiego tam doznała, było dla niej wprawdzie ogromnie męczące, ale wzruszyło ją głęboko. Sądzę, że najwięcej ceniła sobie szacunek i uznanie ze strony Mrs. Meloney. Znając tę pełną zapału kobietę nie można było mieć wątpliwości, że organizując odwiedziny matki w Stanach Zjednoczonych nie czyniła tego w celu osobistej reklamy, ale jedynie w czystej intencji dopomożenia Marii Curie w jej dziele i „dla większej chwały Nauki“. Matka miała jeszcze sposobność parokrotnie zetknąć się osobiście z Mrs. Meloney, ale oczywiście koszt i czas trwania podróży transatlantyckich, znacznie jeszcze większy niż podróży do Polski, uniemożliwiał częste osobiste spotkania. Najbliższymi dla matki istotami byliśmy my, moja siostra Ewa i ja. Chociaż różniłyśmy się bardzo od siebie, otaczała nas jednakowo szczerym i gorącym uczuciem, które w pełni odwzajemniałyśmy. Będąc o siedem lat starszą od siostry, mogłam się stać towarzyszką matki, pomagając jej w działalności podczas wojny. Później obie starałyśmy się wspierać ją w miarę możliwości — moja siostra wzięła na siebie prowadzenie gospodarstwa domowego i starała się, rzadko z powodzeniem, skłonić matkę do nabycia czegoś z garderoby. Po operacji katarakty, kiedy matka musiała nosić bandaż na oczach, siedziała przy niej całymi dniami; pielęgnowała ją także podczas ostatniej choroby. Ja zaś usiłowałam przede wszystkim asystować matce w pracy naukowej, w którą wkładała tyle serca. Po moim ślubie oboje z mężem straliśmy się ulżyć jej w pełnieniu obowiązków kierownika laboratorium.

Sądzę również, że przyczyniłam się do zachowania przez nią dobrego stanu fizycznego, namawiając ją na wspólne wycieczki, wiosłowanie i pływanie. Każda z nas mogła prowadzić swoje niezależne osobiste życie. Moja siostra mieszkając przeważnie z matką miała również małe własne mieszkanie, w którym przyjmowała swoich przyjaciół ze środowiska zupełnie innego niż nasze środowisko rodzinne, a z którym związana była swoimi zajęciami. Ja robiłam poważniejsze wycieczki górskie w gronie członków Klubu Alpejskiego.

Kiedy wyszłam za mąż, matka na pewno musiała odczuć nasze częściowe rozdzielanie, niemniej jednak była zadowolona. Cieszyła się również, kiedy przychodziły na świat moje dzieci. Uważała, że nie należy wychodzić za mąż jedynie po to, aby mieć dzieci, ale jedynie jeżeli znajdzie się męża, który byłby dobrym towarzyszem życia. Dla mnie posiadanie dzieci było wielką radością od chwili ich urodzenia, ale dopiero znacznie później zdałam sobie w pełni sprawę, ile bym straciła, gdybym nie przeszła tego zdumiewającego doświadczenia.

Z matką utrzymywaliśmy stały kontakt w laboratorium. Chodziliśmy też często do niej na śniadanie albo też matka przychodziła do nas. Rozmawialiśmy oczywiście o sprawach naukowych, niekiedy o wykształceniu i wychowaniu lub na inne tematy. Moja matka i mój mąż często dyskutowali z wielkim zapałem, odpowiadając sobie tak prędko, że nie mogłam wtrącić słowa i musiałam uparczywie prosić o głos, jeżeli chciałam wyrazić swoje zdanie. Obecnie jestem często w podobnej sytuacji, kiedy mój mąż dyskutuje z moim synem.

Prowadziłam ożywioną korespondencję z matką podczas jej lub moich wyjazdów. Matka miała zwyczaj zachowywać nasze listy, ja zaś zachowywałam listy od matki. Znaczną ich część stanowią krótkie listy będące tylko wyrazem chęci utrzymania styczności z nieobecną drogą osobą. Na początku wojny, gdy matka była w Paryżu a ja w Bretanii, pisywałam do niej po kilka słów codziennie, chociaż korespondencja docierała w sposób jak najbardziej fantastyczny. Karty pisane przez matkę podczas jej wypraw związanych z organizowaniem służby radiologicznej zawierały tylko kilka miłych słów i podanie nowego adresu. Kiedy indziej listy bywały dłuższe. Ciekawe jest, jak różne tematy poruszałyśmy i jak się one zmieniały z biegiem lat. Z początku najwięcej miejsca zajmują wycieczki, brzydka lub ładna pogoda, moje studia, różne drobne wydarzenia życia codziennego, humor i zdrowie, książki, które czytałam. Później pisywałyśmy o kłopotach wojennych, o losach André Debièrne, Maurice Curie i innych przyjaciół będących w wojsku, o zabiegach związanych z uzyskaniem dokumentów dla naszej służącej i dla naszej guwernantki, które były Polkami i poddanymi austriackimi; dalej sprawy wyniany lamp rentgenowskich, urządzenia ciemni fotograficznych, ba-

dania rannych. Z czasem przedmiotem naszych listów stają się wydarzenia w laboratorium, bieżące prace naukowe, budowa domu w Arcouest. W następnym okresie do moich własnych listów dołączają się listy mojego męża; cała ta wymiana korespondencji wskazuje, jak ściśle nasze życie związane było z życiem matki przez mnóstwo wspólnych spraw i zainteresowań czy to dotyczących pracy w laboratorium, w której staliśmy się jak najwięcej jej dopomagać, czy urządzenia domu w Arcouest, sadzenia drzewek w ogrodzie itp., czy wreszcie mojej małej córeczki Helenki (mój syn Piotr urodził się dopiero dwa lata przed śmiercią mojej matki). Na ogół w listach tych poruszane były tylko sprawy w danej chwili konkretnie nas interesujące, dla mnie jednak są one wzruszające jako wspomnienie tych niezliczonych związków, jakie łączyły mnie z matką. W całym zbiorze odnajduję dwa listy, w których matka porzuca swój zwykły powściągliwy sposób wyrażania się. Pierwszy z nich pisany jest z okazji moich urodzin, drugi — trzy lata po moim ślubie, z okazji Nowego Roku, skierowany jest do mojego męża i do mnie:

Wrzesień, 1919

... „Myślę o Was obu i o wszystkim, co mi dajecie, ile słodyczy, ile radości, ile trosk. Jesteście dla mnie wielkim i prawdziwym bogactwem. Pragnę, aby dane mi było przeżyć z wami jeszcze kilka lat szczęśliwej wspólnej egzystencji“.

29 grudnia 1929

Kochane Dzieci.

Przesyłam Wam życzenia dobrego roku, to jest roku zdrowia, dobrego humoru, dobrej pracy, roku, podczas którego co dzień będziecie cieszyć się życiem, nie szukając zadowolenia jedynie we wspomnieniach dni, które już przeminęły, i w nadziei dni, które mają nadejść. Im bardziej się starzeję, tym lepiej zdaję sobie sprawę, że zdolność czerpania radości z bieżącej chwili jest cennym darem, który można porównać do jakiegoś stanu łaski.

Myślę o Waszej małej Helence i życzę jej szczęścia. Wzruszające jest patrzeć na rozwój tej małej istoty, która od Was oczekuje wszystkiego z bezgranicznym zaufaniem i z wiarą, że możecie osłonić ją od wszelkiego cierpienia. Nadejdzie dzień, kiedy zrozumie, że Wasze możliwości nie sięgają tak daleko, a jednak chciałoby się móc to uczynić dla swoich dzieci. Należą im się przynajmniej wysiłki, aby były zdrowe, aby miały zapewnione spokojne i pogodne dzieciństwo, aby żyły w serdecznej atmosferze, zachowując jak najdłużej swoją piękną ufność“.

List kończy się kilkoma zdaniami na temat stycznej do krzywej, będącej wykresem funkcji $P = \log x$, która nas wtedy interesowała z powodów, których już sobie nie przypominam.

Znajduję przyjemność odczytując teraz listy matki i moje do niej, a także pisząc ten niezbyt porządnie ułożony artykuł. Nie miałabym odwagi podjęcia tego tematu parę lat po śmierci matki, chociaż wówczas mogłabym przywołać znacznie więcej wspomnień.

Najlepszym zakończeniem tego, co tu piszę, będzie, jak sędzę, zacytowanie kilku fragmentów jej wypowiedzi w Komitecie Współpracy Intelktualnej w maju 1933, rok przed śmiercią.

Widać z nich, jak do samego końca przetrwały w niej ciekawość, przedsiębiorczość, zamiłowanie do przygód, które prowadziły ją w wielkiej przygodzie, jaką było całe jej życie.

„Należę do tych, dla których Nauka jest czymś bardzo pięknym. Uczony w swojej pracowni nie jest tylko technikiem, jest także dzieckiem stojącym w obliczu zjawisk przyrody, które olśniewają go jak czarodziejska bajka. Winniśmy umieć udzielać to uczucie innym, nie trzeba, aby mniemano, że rozwój Nauki sprowadza się do kwestii mechanizmów, maszyn i trybów, które zresztą mają również swoistą piękność.

Nie sędzę również, aby należało się obawiać zaniku ducha przygody. Z tego, co widzę, właśnie duch przygody wydaje mi się nie do wykorzenia, tak jak ciekawość. Skłonna jestem uważać go za pierwotny instynkt ludzki, bo nie wiem, jak ludzkość mogłaby bez niego istnieć, tak jak nie mogłaby istnieć osoba zupełnie pozbawiona pamięci. Ciekawość i duch przygody na pewno nie zaginęły. Co powiedzieć o tych, którzy wyruszają samolotami przez Atlantyk? Nie brak i innych przykładów. Nie przytaczam ich z braku czasu. Duch przygody objawia się u dzieci, objawia się w każdym wieku, w każdym stanie.

W kwestii braku przedsiębiorczości i celowości postępowania nie jestem pesymistką. Przedsiębiorczość kierowana ku określonym celom cechuje, moim zdaniem, każdą normalną, zdrową fizycznie i umysłowo osobę. Dlatego nie myślę, aby miały zginąć, dopóki rodzaj ludzki nie ulegnie fizycznej degeneracji. Niewątpliwie trzeba ująć ducha przedsiębiorczości we właściwe koryta i postawić go wobec godnych zadań. W przeciwnym razie znaleźć mógłby ujście w działaniach przynoszących szkody.

Trzecia grupa zagadnień dotyczy przyszłości kultury. Trudno jest przewidzieć przyszłość. Jak to już wielu z nas powiedziało, można wyrażać życzenia, proponować rozwiązania, próbować urzeczywistniać marzenia, ale nie można przewidzieć jakie będą wyniki. Nie panujemy chociażby nad katastrofami żywiołowymi, które zdolne są zniszczyć wszystko co osiągnęliśmy“.

Dziś wiemy, że to nie katastrofy żywiołowe stanowią największą groźbę dla przyszłości cywilizacji. Wynalazki ludzkie zastosowane do

celów wojennych mogłyby nie tylko zniweczyć kulturę, ale i zniszczyć rodzaj ludzki. Piotr Curie przewidział niebezpieczeństwa, które nam dzisiaj zagrażają. W r. 1903 zakończył swój odczyt, wygłoszony w Sztokholmie z okazji otrzymania nagrody Nobla, następującymi słowami: „Można sobie wyobrazić, że w rękach zbrodniczych rad mogłyby się stać bardzo niebezpieczne. Powstaje wobec tego pytanie, czy poznawanie tajemnic przyrody przynosi ludzkości pożytek, czy dojrzała ona do tego, aby z nich korzystać, i czy wiedza ta nie będzie dla niej szkodliwa. Przykład wynalazków Nobla jest charakterystyczny. Potężne środki wybuchowe pozwoliły ludziom dokonać wspaniałych prac. Są one jednocześnie straszliwym środkiem zniszczenia w rękach wielkich zbrodniarzy, którzy popychają narody do wojny. Wraz z Noblem należą do tych, którzy myślą, że nowe odkrycia przyniosą ludzkości więcej dobrego niż złego“.

*

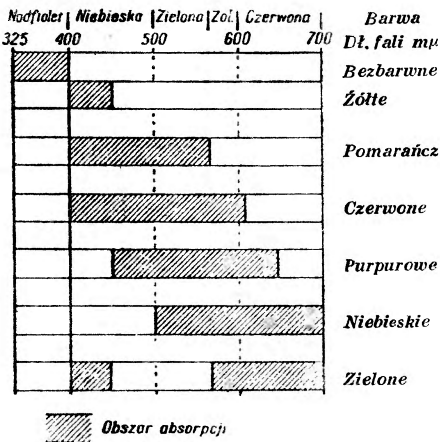
Te słowa, które dzisiaj wydają nam się zdumiewająco trafne, a jednocześnie optymistyczne, są również wyrazem poglądów Marii Curie. Użyła ich jako motto w swojej książeczce o Piotrze Curie. Myślę, że gdyby dziś żyła, zachowałaby swoją wiarę. Byłaby przekonana, że ludzkość potrafi uniknąć katastrofy groźniejszej od katastrof żywiołowych, ale której powstrzymanie zależy od niej samej.

Kazimierz Rosiński
Instytut Fizyki
Uniwersytetu Warszawskiego

Nowe drogi badań teoretycznych absorpcji światła przez złożone cząsteczki organiczne

Wstęp

Zagadnienie, którym mamy zamiar zająć się w niniejszym artykule, znane jest także pod nazwą teorii barwy [1, 2], co wiąże się z tym, że barwa, jaką wykazują w świetle przechodzącym różne związki, a w szczególności tak zwane barwniki, jest uzależniona od absorpcji światła w nich zachodzącej. Mianowicie określone zabarwienie wykazują tylko te związki, których absorpcja przypada w dziedzinie widzialnej (rys. 1). Jeżeli



Rys. 1. Związek pomiędzy barwą obserwowaną w świetle przechodzącym a absorpcją

absorpcja promieniowania przez jakiś związek przypada na nadfiolet, wówczas związek ten jest bezbarwny. Jest rzeczą dobrze znaną, że zjawisko pojawiania się zabarwienia wskutek absorpcji znane było i wykorzystywane w praktyce od najdawniejszych czasów, jednak naukowe badanie tego zjawiska podjęto dopiero niedawno.

Badania w dziedzinie teorii barwy szły dwoma torami. Już dość wcześniej, bo w roku 1868, powstaje pierwsza próba zbudowania teorii barwy opartej na danych wyłącznie chemicznych, a mianowicie *Grabe* i *Lieberman* wiążą występowanie barwy z obecnością w cząsteczkach

wiązań nienasyconych, a *Witt* (1876) wprowadza pojęcie chromoforów i auksochromów. Te pierwsze próby oparte na danych wyłącznie chemicznych kończą się stwierdzeniem niewystarczalności klasycznych schematów strukturalnych cząsteczek. Dalszy rozwój poglądów idzie w kierunku opisywania cząsteczek barwników za pomocą oscylujących struktur

Istnieje jednak dobrze znana grupa związków, do których nie stosuje się reguła addytywności. Są to białe związki, których cząsteczki zawierają wiązania sprężone bądź związki aromatyczne [11]. Na przykład energia zlokalizowane.

W tymi podwołnymi. Stwierdzamy to mówiąc, że wiązanie takie jest są z reguły wiązaniami pojedynczymi, bądź też pojedynczymi i izolowanymi. Cząsteczek oznacza słabe oddziaływanie wzajemne sąsiednich wiązań, które widzenia elektronowej struktury cząsteczki addytywność właściwości walencyjny chemii (wartościowość pojedyncza, podwołna itd.). Z punktu Do cząsteczek tych stosuje się także w całej pełni klasyczny schemat stecki może być przedstawiona jako suma energii poszczególnej wiązania. długość określonego wiązania zachowuje stałą wartość, a energia czą- ności ich właściwości fizycznych [9, 10]. W związkach tych na przykład szosci nasycionych związków organicznych, stwierdzono dobrą addytyw- Jak wiadomo, dla szerokiej klasy związków, a w szczególności więk-

Delokalizacja elektronów jako cecha wyróżniająca cząsteczki o wiązaniu sprężonym oraz cząsteczki związków aromatycznych

związków aromatycznych. W dalszych rozważaniach ograniczymy się jedynie do cząsteczek związków organicznych zawierających wiązania sprężone oraz cząsteczek cia zagrądzenia absorpcji światła (Sklar — 1937, Förster — 1939) — mechaniczną kwantową, oznaczały zapoczątkowanie etapu ilościowego uję- micznej [5, 6]. Badania teoretyczne absorpcji światła, postępujące się w mechanikę kwantową stworzyli podwaliny nauki o wartościowości che- kowo niedawno, bo dopiero w latach trzydziestych, kiedy fizycy zbrojni punki sprzyjające rozwiązaniu tego zagrądzenia wytworzyły się stosun- absorpcji, a co za tym idzie — związku jej ze strukturą cząsteczki. Wa- do pojawienia się barwy. Badania ich zmierzają do wykrycia mechanizmu rzy zainteresowali się ponadto absorpcją w nadfiolecie, nie prowadząc gym mu zjawiskiem absorpcji przyciągało od dawna uwagę fizyków, kto- Z drugiej strony zjawisko barwy w ścisłym powiązaniu z towarzyszą- niezbyt dokładne.

strukturą a barwą. Działanie światła na cząsteczkę było w nich opisane wnétrznego, fenomenologicznego opisu jakościowych związków pomiedzy jednokrotnie sztuicznych założeń, sprasadzając się na ogół do czysto ze- obejmowały zazwyczaj ograniczony krąg barwników i wymagały nie- goid — 1930 [4] i tmi). Teorie rozwijane podówczas przez chemików (Zmański — 1925—1934, Arndt — 1924, König — 1925, In- blizając się stopniowo do współczesnej koncepcji mezomerii cząsteczek walencyjnych (Beyer — 1907 r., Poraj-Koszić — 1910 [3]), przy-

benzenu, jak wynika z danych termochemicznych, jest o około 40 kcal/mol (energia delokalizacji, czyli „rezonansu“) niższa od tej, jaką otrzymalibyśmy stosując doń regułę addytywności; podobnie nie znajdujemy tu wiązań o długości 1,50 Å (C—C) lub 1,32 Å (C=C), lecz wszystkie wiązania mają długość jednakową, wynoszącą około 1,40 Å. Nie jest rzeczą przypadku, że związki te posiadają równocześnie szereg właściwości odróżniających je od związków addytywnych np.:

- a) elektronowe widma absorpcyjne tych związków są przesunięte w porównaniu z widmami związków addytywnych z dalekiego nadfioletu do bliskiego nadfioletu, a nawet do dziedziny widzialnej [9];
- b) odznaczają się one silną anizotropią diamagnetyczną [11].

Tablica

Związek	Wielkość anizotropii $\left(\chi_3 - \frac{\chi_1 + \chi_2}{2}\right) \cdot 10^6$
Benzen	54
Naftalen	114
Antracen	183
p-dwufenylobenzen	179
Ftalocjanina	839

χ_1 i χ_2 — przenikalność diamagnetyczna w płaszczyźnie cząsteczki w kierunkach prostopadłych do siebie.

χ_3 — przenikalność diamagnetyczna w kierunku prostopadłym do płaszczyzny cząsteczki; *

c) cechuje je łatwa propagacja oddziaływań elektrycznych wzdłuż pierścienia lub łańcucha wiązań sprzężonych, jak na przykład wpływ jakiegoś podstawnika wprowadzonego do benzenu na pozycję drugiego podstawnika, wzrost natężenia linii rozproszenia ramanowskiego — odpowiadających drganiom walencyjnym określonej grupy atomów [5, 11].

Wymienione wyżej właściwości wskazują na to, że w omawianych związkach zachodzi szczególnie silne oddziaływanie wiązań pomiędzy sobą, wskutek czego następuje delokalizacja elektronów danego wiązania. Mówi się niekiedy w tych przypadkach o elektronach skolektywizowanych lub uwspólnionych w obrębie całej cząsteczki lub jej części. Nie mamy więc już tutaj do czynienia z czystymi wiązaniami pojedynczymi czy podwójnymi, ale z wiązaniami typu pośredniego, którym przypisać należy rząd ułamkowy [5, 52].

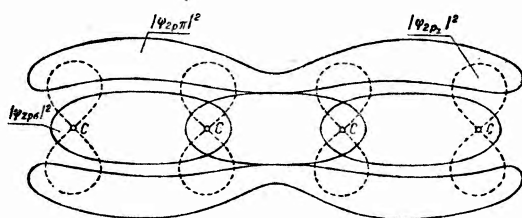
Ta delokalizacja elektronu na całą cząsteczkę powinna znaleźć wyraz w postaci funkcji falowej, jeżeli jej kwadrat ma istotnie wskazywać na prawdopodobieństwo znalezienia elektronu w obszarze delokalizacji (rys. 2). Nie trzeba tu podkreślać, jak wielkie znaczenie ma znajomość funkcji falowej opisującej ruch elektronów. Znając funkcję falową możemy obliczać:

- 1) energie poziomów elektronowych cząsteczki, a więc rozwiązywać wszelkie zagadnienia spektroskopii cząsteczek,
- 2) rozkład ładunku w cząsteczce, a co za tym idzie, rozwiązywać zagadnienia związane z momentem dipolowym.

Za jej pomocą oblicza się odległości międzycząsteczkowe, rząd wiązania i wskaźniki wolnej wartościowości, których użycie okazało się tak płodne w badaniu reaktywności cząsteczek organicznych [12].

Niestety, znalezienie ścisłej funkcji falowej jest na obecnym etapie badań praktycznie biorąc niemożliwe. Zmuszeni jesteśmy do poszukiwania jej

na drodze pewnych przybliżeń, o których dalej będzie mowa. W każdym razie stosując takie przybliżenie czynimy szereg uproszczeń, co do których nie wiemy dokładnie, jaki błąd wprowadzają. Jeśli więc ψ stanowi szukaną funkcję falową danego problemu, to stosując różne metody aproksymacji otrzymujemy odpowiednie funkcje falowe przybliżone ψ_1, ψ_2, \dots itd. Jeżeli te funkcje falowe są bliskie sobie, to jest również prawdopodobne, że są one bliskie szukaney funkcji ψ . Inaczej mówiąc, jednym z kryteriów — zresztą nie absolutnym — oceny poprawności wyników jest porównanie wyników uzyskanych za pomocą różnych metod. Oczywiście istnieje jeszcze możliwość porównania wyników teorii z doświadczeniem* [13]. Niestety, takie właściwości cząsteczek, jak długości fali dla maksimów pasm absorpcji, natężenie absorpcji, struktura oscylacyjna itd. jeszcze nie mogą być znalezione z dostateczną dokładnością na drodze teoretycznej. Polaryzacja przejść elektronowych poddaje się wprawdzie dobrze rachunkowi, ale nie jest łatwa do doświadczalnego badania. Znaczenie decydujące dla celów identyfikacji mają efekty perturbacyjne takie, jak na przykład wpływ rozpuszczalnika, zmiana pH lub wymiana atomu węgla na hetero-atom lub wprowadzanie podstawników w różnych położeniach itp.



Rys. 2. Konwencjonalny sposób obrazowania rozdzielności elektronów σ i π

* Patrz artykuł „Nowsze badania widm absorpcyjnych złożonych cząsteczek“, Postępy Fizyki, t. V, z. 3, str. 305.

Teoria kwantowo-mechaniczna absorpcji światła

Metoda MO

Przypomnijmy sobie, jaka zasadnicza koncepcja leży u podstaw współczesnej teorii absorpcji. Cząsteczkę absorbującą foton traktujemy jako układ kwantowo-mechaniczny, złożony z jąder i „krążących“ wokół nich elektronów. Absorpcja fotonu oznacza zmianę stanu tego układu — przejście ze stanu normalnego, zwanego inaczej podstawowym, do stanu wzbudzonego. Stany cząsteczki wziętej jako układ kwantowo-mechaniczny opisuje funkcja falowa, będąca rozwiązaniem równania falowego (w danym przypadku niezależnego od czasu, gdyż szukamy stanów stacjonarnych cząsteczki:

$$H\psi = E\psi, \quad (1)$$

gdzie

$$H = - \sum \frac{\hbar^2}{2m_j} \Delta_j + V_{ne} + V_{ee}^* \quad (2)$$

V_{ne} i V_{ee} stanowią odpowiednio energię oddziaływania elektronów z jądrami oraz elektronów z elektronami. Ponieważ ścisłe rozwiązanie równania (1) z hamiltonianem (2) jest, praktycznie biorąc, niemożliwe (można je uzyskać tylko dla H_2^+), stosujemy do problemu metodę wariacyjną [15]. Staramy się mianowicie odgadnąć (kierując się intuicją), na razie przynajmniej z dokładnością do pewnych parametrów**, postać szukanej funkcji falowej, a następnie dobieramy wartości tych parametrów tak, by wartość energii układu stanowiła minimum, co daje nam właśnie szukany stan stacjonarny.

Mamy przeto ograniczając się do pierwszego przybliżenia następujący schemat rachunkowy: szukaną funkcję falową cząsteczki zakłada się w postaci

$$\psi = \sum_{i=1}^n c_i \varphi_i, \quad (3)$$

gdzie φ_i stanowią odpowiednio dobrane funkcje (np. funkcje falowe atomowe, zlokalizowane przy poszczególnych atomach), a współczynniki c_i należy dobrać tak, by spełniony był warunek unormowania funkcji oraz

* Ograniczamy się do przybliżenia Borna-Oppenheimera, rozpatrując jedynie ruch elektronów przy założeniu, że jądra atomowe pozostają nieruchome, tworząc określoną i stałą konfigurację. Zatem jądra działają jedynie jako nieruchome centra sił.

** Zakładamy np., że szukana funkcja falowa opisująca cząsteczkę jest postaci $\psi = a\varphi_1 + b\varphi_2$, gdzie a i b są parametrami, które „dopasujemy” do danego problemu w sposób opisany dalej, zaś φ_1 i φ_2 stanowią atomowe funkcje falowe (przypadek cząsteczki dwuatomowej!).

by energia cząsteczki stanowiła minimum (interesują nas przecież stany stacjonarne cząsteczki), przeto:

$$\int \psi^* \psi d\tau = 1, \quad (4)$$

$$E = \frac{\int \psi^* H \psi d\tau}{\int \psi^* \psi d\tau} = \min. \quad (5)$$

Podstawiając teraz (3) do (4) i (5) i porządkując, otrzymujemy:

$$E = \sum_{i, k} c_i^* c_k H_{ik} \quad (6)$$

oraz

$$\sum_{i, k} c_i^* c_k S_{ik} = 1, \quad (7)$$

gdzie $H_{ik} = \int \psi_i^* H \psi_k d\tau$ (całka kulomb., — wymienna), $S_{ik} = \int \psi_i^* \psi_k d\tau$ (całka nieortogonalności albo pokrycia — *overlapping integral*).

Ale warunek (5) prowadzi do równań:

$$\frac{\partial E}{\partial c_i} = 0 \quad \text{i} \quad \frac{\partial E}{\partial c_i^*} = 0, \quad (9)$$

skąd po łatwych przeróbkach otrzymujemy układ równań

$$\sum_k c_k (H_{ik} - S_{ik} E) = 0, \quad i = 1, 2, \dots, n, \quad (10)$$

wyznaczający szukany niezerowy układ współczynników c_i pod warunkiem, że

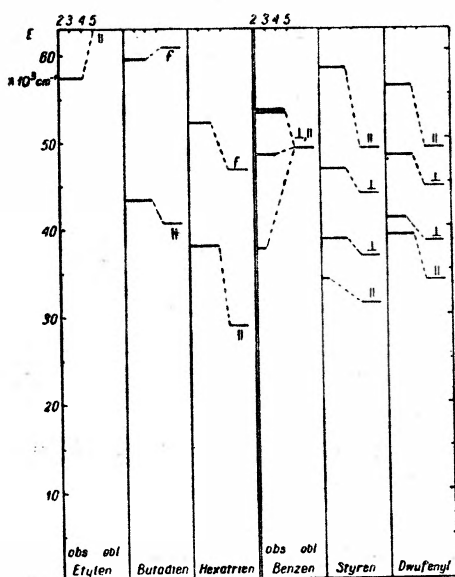
$$|H_{ik} - S_{ik} E| = 0. \quad (11)$$

To ostatnie równanie wyznacznikowe (równanie sekularne) wyznacza nam równocześnie energie własne E badanej cząsteczki.

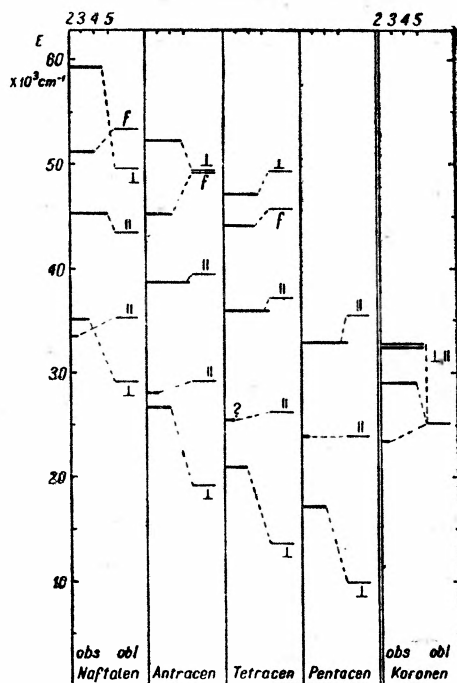
Ciekawą właściwość metody wariacyjnej stanowi to, że w zasadzie wybierając dowolne przybliżenie i biorąc dostateczną liczbę funkcji właściwego typu, zawsze można dojść do odpowiedzi dostatecznie dobrej na drodze kolejnych przybliżeń [5]. W praktyce jednak zbieżność musi być szybka, o ile metoda ma być użyteczna.

Pierwszymi historycznie teoriami cząsteczek były: 1) teoria wiązania walencyjnego (metoda *HLSP* albo *AO*), podana najpierw dla H_2 przez Heitlera i Londona [16], a rozwinięta przez Slatera i Paulinga [17, 18], 2) teoria orbit molekularnych (*MO*), podana przez Hunda [19], Mullikena [20], Herzberga [21]; Hückela [22], Lennarda-Jonesa [23] i C. A. Coulsona [24].

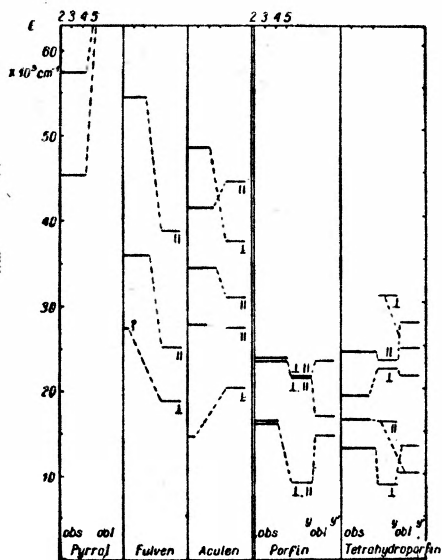
Charakterystyczną cechą pierwszej z nich jest założenie, w myśl którego atomy w cząsteczkach zachowują w znacznym stopniu swoją indywidualność. Zakłada się, że można opisać elektrony w cząsteczkach za pomocą funkcji falowych, zbudowanych z niezmiennych funkcji falo-



Rys. 3. Obliczone środki ciężkości pasm singulet + tryplet i obserwowane stany singuletowe (strukturę oscylacyjną pasm pominięto)



Rys. 3a



Rys. 3b

wych atomowych. To przybliżenie jest słuszne tylko dla większych odległości, gdy tymczasem zaburzenie, jakie wznoszą atomy sąsiednie znajdujące się w odległości rzędu 10^{-8} cm , jest tak wielkie, że powinno zmieniać orbity atomowe. Metoda ta tłumaczy naturalnie i prosto nasycenie wiązań chemicznych oraz istnienie określonej energii aktywacji reakcji chemicznej. Jest ona szczególnie przydatna do rozwiązywania zagadnień interesujących chemików. W dalszym ciągu ograniczymy się do zwięzłego scharakteryzowania metody MO jako bardziej przydatnej w badaniu stanów wzbudzonych cząsteczek.

Metodę MO stosuje się zwykle w przybliżeniu LCAO, to znaczy że funkcję falową problemu cząsteczkowego

buduje się jako kombinację liniową funkcji atomowych, zlokalizowanych przy poszczególnych atomach. Poza tym, mając na uwadze zja-

wiska optyczne, ograniczamy rachunek energii do elektronów optycznych*, to jest π [22], przy tym w pierwszym przybliżeniu zanedbujemy wzajemne oddziaływanie tych elektronów, co redukuje zagadnienie wieloelektronowe do jednoelektronowego. Oczywiście takie postępowanie prowadzi do rozwiązania, od którego możemy spodziewać się jedynie zgodności jakościowej z doświadczeniem. W ten sposób poznajemy zagadnienie jedynie w grubym zarysie, nie mając możliwości wnikięcia w bardziej subtelne szczegóły. A więc w hamiltonianie (2) należy przyjąć $V_{ee}=0$, a jako funkcje atomowe przy atomie C wziąć funkcję Zenera z ładunkiem efektywnym 3,18 [25]. Często upraszcza się zagadnienie jeszcze bardziej, oceniając wartości odpowiednich całek na podstawie badań spektroskopowych (metoda półempiryczna) [7, 26, 27]. Wielką zaletę tej teorii stanowi możliwość zastosowania jej — dzięki prostej postaci — nawet przy bardzo wielkiej różnorodności cząsteczek. Wyniki uzyskane przy tych upraszczających założeniach przedstawione są na rys. 3 [28]. W rachunku uwzględniono jedynie oddziaływanie elektronów π , należących do sąsiednich atomów. Przyjęto $S_{12}=S_{23}=\dots=0,25$,

$$H_{12}=H_{23}=\dots=\beta \begin{cases} =32\,000 \text{ cm}^{-1} \text{ dla krótkich polienów,} \\ =23\,000 \text{ cm}^{-1} \text{ dla cząsteczek aromatycznych **} \end{cases}$$

Widoczne jest, że obliczone widma są na ogół przesunięte ku falom długim. Wynika to z tego, że rachunek wykonany tutaj nie uwzględnia spinów, dając w konsekwencji położenie „środką ciężkości“ par singulet—tryplet. Gdybyśmy znali z doświadczenia odległości δ najniższego pasma trypletowego od najniższego pasma singuletowego, moglibyśmy przesunąć zaznaczone na wykresie pasma o $1/2\delta$ ku górze, uzyskując znacznie lepszą zgodność. Jakościowa zgodność jest zupełnie zadowalająca, tym bardziej że rachunek obejmuje szeroki krąg różnorodnych cząsteczek.

Praca G. Mayera i Sklára z 1938 r. była pierwszą próbą czysto teoretycznego obliczenia poziomów energetycznych [29]. Chociaż w pracy tej autorzy poszli dalej aniżeli w cytowanej poprzednio, bo uwzględnili oddziaływanie elektronów π i wyszli z funkcji falowej antysymetrycznej (z uwzględnieniem spinów; stąd nazwa metody ASMO), to jednak uzyskali wyniki dość dobre tylko przypadkowo, a to dzięki temu, że wzięli do rachunku obliczone błędnie wartości całek [30, 42]. Próby ratowania sytuacji przez uwzględnienie tak zwanego oddziaływania konfiguracji (metoda ASMO—CI) nie dały właściwie wyniku pozytywnego [31].

* Patrz artykuł „Nowsze badania widm absorpcyjnych złożonych cząsteczek“, *Postępy Fizyki*, t. V, z. 3, str. 305.

** Patrz wzór (6)! 1, 2, 3... stanowią numerację kolejnych atomów węgla.

przynajmniej w przypadku cząsteczek aromatycznych (tak zwany przypadek pola kołowego — *round-field spectra*). Mniejsze znaczenie ma oddziaływanie konfiguracyjne w przypadku cząsteczek liniowych o wiązaniu sprzężonym* (*long-field spectra*) [28].

Wobec takiej sytuacji należało szukać innych dróg. Zarysowują się tu głównie 3 kierunki:

A) Uwzględnienie oddziaływania wzajemnego elektronów w cząsteczce przez zastosowanie konsekwentne metody *SCF—LCAO—MO***.

B) Włączenie oddziaływania $\sigma-\pi$,

C) Uwzględnienie zmiany konfiguracji jąder w stanie wzbudzonym.

A) Jak już wspomniano wyżej, prosta metoda *LCAO—MO* stanowi właściwie dopiero pierwsze przybliżenie w rozwiązaniu problemu wariacyjnego i może być skuteczna tylko wtedy, kiedy to przybliżenie jest dostatecznie szybkozbieżne, na ogół jednak tak nie jest, wobec czego znalezienie najlepszych funkcji problemu z uwzględnieniem oddziaływania elektronów wymaga systematycznego obliczania dalszych przybliżeń. W tym kierunku idzie właśnie metoda „samozgodnego pola“ (*SCF—LCAO—MO*) [32, 45, 47]. Zapocznajmy się z głównymi ideami tej metody*** na przykładzie 1,3-butadienu [46, 47]:

Jest to zasadniczo zagadnienie 30-elektronowe, jednak sprowadzamy je do zagadnienia 4-elektronowego (tylko elektrony π). 26 pozostałych elektronów uwzględniamy poprzez efektywny potencjał.

Rozpatrujemy przeto ruch 4 elektronów π w polu płaskiego rdzenia $\text{H}_2\text{C}^+ - \text{CH}^+ - \text{CH}^+ - \text{CH}_2^+$, w którym elektrony σ tworzą układ zhybrydowany sp^2 . Za funkcje falowe elektronów π przyjmujemy w zerowym przybliżeniu znormalizowane funkcje $2p\pi$ Slatera: χ_a, χ_b itd. Funkcje własnych problemu szukamy w postaci

$$\Phi_i = \sum_p C_{ip} \chi_p, \quad (\text{a})$$

przy tym nakładamy na nie ten warunek, by

$$E_N = \int \psi_N^* H \psi_N d\tau = \text{minimum}, \quad (\text{b})$$

gdzie H stanowi pełny 4-elektronowy hamiltonian, a ψ_N jest całkowicie antysymetryczną i unormowaną funkcją 4-elektronową.

* Na wyraźną różnicę obu tych grup cząsteczek wskazuje jeszcze poza tym szczególnie mała wartość sprzężenia spinu z orbitą w cząsteczkach aromatycznych [50].

** Metoda „pola samozgodnego“ w aproksymacji *LCAO—MO* (*self consistent field — linear combination of the atomic orbital — molecular orbital*).

*** Metoda ta wykorzystuje równanie Focka, przystosowane przez Roothaana do problemu cząsteczki.

$$\psi_N = \frac{1}{(4!)^{1/4}} \begin{vmatrix} (\Phi_1 \alpha)^1 (\Phi_1 \beta)^1 (\Phi_2 \alpha)^1 (\Phi_2 \beta)^1 \\ \vdots \\ (\Phi_1 \alpha)^4 (\Phi_1 \beta)^4 \dots \dots \dots \end{vmatrix} \quad (c)$$

α i β są to 2 możliwe (ortonormalne) funkcje spinowe elektronu, a na przykład $(\Phi_2 \beta)^3$ stanowi funkcję falową dla 3 elektronu, znajdującego się na orbicie Φ_2 i mającego spin $-\frac{1}{2} \hbar$. E_N stanowi całkowitą energię stanu normalnego cząsteczki. Pisząc hamiltonian w postaci wyraźnej

$$H = \sum_{\nu=1}^4 (T^\nu + u_e^\nu) + 1/2 \sum_{\substack{\mu, \nu=1 \\ \mu \neq \nu}}^4 (e^2 / r_{\mu\nu}), \quad (d)$$

gdzie T^ν stanowi energię kinetyczną elektronu ν -go, u_e^ν jest energią potencjalną elektronu ν -go w polu rdzenia („core“) cząsteczki, tj. $H_2C^+ - CH^+ - CH^+ - CH_2^+$, wykonując teraz całkowanie zaznaczone w (b), otrzymujemy:

$$E_N = 2I_1 + 2I_2 + J_{11} + J_{22} + 4J_{12} - 2K_{12}. \quad (e)$$

Tutaj $I_i = \int \Phi_i^{*\nu} (T^\nu + u_e^\nu) \Phi_i^\nu d\tau^\nu$ — całka podstawowa (*core integral*),

$J_{ij} = \int \Phi_i^{*\nu} \Phi_j^{*\mu} (e^2 / r_{\mu\nu}) \Phi_i^\nu \Phi_j^\mu d\tau^\nu d\tau^\mu$ — całka kulombowska,

a $K_{ij} = \int \Phi_i^{*\nu} \Phi_j^{*\mu} (e^2 / r_{\mu\nu}) \Phi_i^\mu \Phi_j^\nu d\tau^\nu d\tau^\mu$ — „ wymienna.

Całki powyższe wyrażamy posługując się założeniem (a) poprzez całki rozciągnięte na funkcje atomowe, będące punktem wyjścia rachunku:

$$I_i = \sum_{p, q} c_{ip}^* I_{pq} c_{iq},$$

$$J_{ij} = \sum_{p, q, r, s} c_{ip}^* c_{jq}^* J_{pqrs} c_{ir} c_{js},$$

$$i \quad K_{ij} = \sum_{p, q, r, s} c_{ip}^* c_{jq}^* J_{pqsr} c_{ir} c_{js},$$

gdzie

$I_{pq} = \int \chi_p^{*\nu} (T^\nu + u_e^\nu) \chi_q^\nu d\tau^\nu$ — całka podstawowa,

a $J_{pqrs} = \int \chi_p^{*\nu} \chi_q^{*\mu} (e^2 / r_{\mu\nu}) \chi_r^\nu \chi_s^\mu d\tau^\nu d\tau^\mu$ — całka kulombowsko-wymienna.

Te ostatnie całki mogą już być obliczone, pozostaje jedynie obliczyć współczynniki c_{ip} , tak żeby E_N osiągało minimum, przy tym powinien być spełniony warunek ortonormalizacji funkcji Φ_i :

$$\int \Phi_i^{*v} \Phi_j^v d\tau = \sum_{p,q} c_{ip}^* S_{pq} c_{jq} = \begin{cases} 1, & \text{dla } i=j, \\ 0, & \text{,, } i \neq j, \end{cases}$$

przy tym $S_{pq} = \int \chi_p^{*v} \chi_q^v d\tau^v$ stanowi całkę pokrycia (*overlap*). c_{ip} wyznaczymy posługując się metodą „pola samozgodnego“ z układu równań

$$\sum_p c_{ip} (L_{qp} - S_{qp} \epsilon_i) = 0, \quad \text{gdzie } \begin{matrix} p=a, b, c, d \\ q=a, b, c, d. \end{matrix} \quad * \quad (f)$$

L_{pq} jest to tak zwany operator pola samozgodnego:

$$L_{pq} = I_{pq} + G_{pq},$$

gdzie

$$G_{pq} = \sum_{i=1,2} [2 \int \Phi_i^{*v} \chi_p^{* \mu} (2/r_{i\mu}) \Phi_i^v \chi_q^{\mu} d\tau^v d\tau^{\mu} - \int \Phi_i^{*v} \chi_p^{* \mu} (2/r_{i\mu}) \Phi_i^{\mu} \chi_q^v d\tau^v d\tau^{\mu}]$$

stanowi składową LCAO—SCF kulombowsko-wymiennego operatora G dla danego problemu.

Liczby ϵ_i są tak dobrane, by istniało niezerowe rozwiązanie powyższego równania (f), to znaczy ϵ_i stanowią rozwiązanie równania wiekowego (sekularnego):

$$|L_{pq} - S_{pq} \epsilon| = 0.$$

Dla zadanych wartości L_{pq} i S_{pq} otrzymujemy 4 rzeczywiste rozwiązania tego równania. Odpowiednio do tego będziemy mieć 4 unormowane funkcje falowe Φ_i .

Jednakże L_{pq} nie jest na razie znane, gdyż zależy od c_{ip} poprzez nieznane Φ_i . A więc musimy stosować metodę kolejnych przybliżeń. Zakładamy próbne wartości c_{ip} , obliczamy G_{pq} , rozwiązujemy równanie wiekowe i znajdujemy nowy zespół wartości c_{ip} . Postępowanie to powtarzamy tak długo, dopóki nie znajdziemy „samozgodnego“ układu wartości c_{ip} . Te ostatnie wyznaczą nam 4 funkcje falowe szukane $\Phi_1, \Phi_2, \Phi_3, \Phi_4$ z których 2, odpowiadające najmniejszej energii układu, np. Φ_1 i Φ_2 , opisywać będą stan podstawowy badanej cząsteczki, zaś 2 pozostałe stanowią pewne przybliżenie funkcji falowych, opisujących stany wzbudzone cząsteczki.

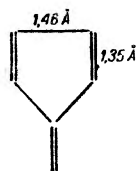
Dalsze szczegóły rachunkowe pominiemy, ograniczając się do podania wyników końcowych:

* a, b, c, d stanowią tu oznaczenia kolejnych atomów węgla w butadienie.

	Energia jonizacji		$E_N^e - E_N^f$		Przejścia elektronowe			
	obl.	obs.	obl.	obs.	obl.	obs.	obl.	obs.
cis-butadien	9,66	—	—	—	5,9	—	8,6	—
trans-butadien	9,68	9,0	0,12	—	6,2	6,0	8,7	7,0

Jak widać, wyniki są zachęcające.

Interesujące jest zastosowanie omawianej metody do przypadków trudniejszych, jak na przykład do węglowodorów aromatycznych nie benzenoidalnych. Ponieważ właściwości tych związków są w ogóle całkiem różne od właściwości odpowiednich izomerów benzenoidalnych, przeto zastosowanie do nich rozważanej metody może stanowić ogniową próbę jej poprawności. Jako przykład można przytoczyć fulwen [33].



Rys. 4. Schemat strukturalny fulwenu

Jedynym parametrem doświadczalnym wprowadzonym do teorii są wymiary szkieletu fulwenu. W wyniku rachunku otrzymano na wartość momentu dipolowego $\mu = 1,13$ D (zwykła aproksymacja $LCAO-MO$ dała $\mu = 4,8$ D!), gdy tymczasem wartość doświadczalna wynosi 1,2 D. Poza tym obliczono długości fali dla pasm absorpcji;

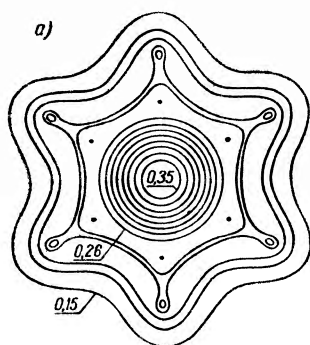
	$N \rightarrow V$	f	$(N \rightarrow V)$ dośw.	f dośw.
1B_2	4,95	0,013	3,4	0,012
1A_1	7,51	0,55	4,6	0,32

1B_2 , 1A_1 — oznaczenia symetrii stanów; N — stan podstawowy, V — singuletowy stan wzbudzony, f — siła oscylatora dla danego przejścia.

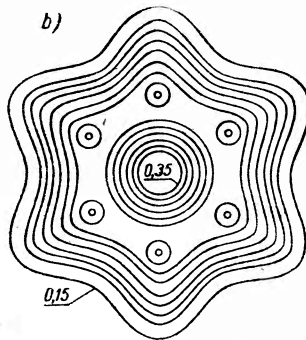
Można sądzić na podstawie powyższych wyników, że użyta tu aproksymacja całkowicie wystarcza do obliczania momentu dipolowego, ale jest jeszcze niezadowolająca, jeśli chodzi o przejścia elektronowe.

B) Jak widzieliśmy, metody omówione wyżej zupełnie nie uwzględniają elektronów σ . To oddziaływanie układu elektronów π od układu elektronów σ w cząsteczkach nienasyconych pochodzi od Hückla [32]. Głównym — jak się wydaje — uzasadnieniem takiego postępowania jest silniejsze (prawdopodobnie o około 2eV) związanie w cząsteczce elektronów σ , sprawiające, że stają się one przypuszczalnie optycznie neutralne. Poza tym kierowano się tym zapewne, że największa gęstość elektronowa dla orbity σ przypada w sąsiedztwie osi wiązania, a więc tam, gdzie gęstość elektronowa dla orbity π jest zerem, co pozwala spodziewać się bardzo małego wzajemnego oddziaływania $\sigma-\pi$. Pamiętajmy jednak, że nasz obraz wiązania σ i π pochodzi z modelu cząsteczki dwuatomowej, a nie wiadomo, czy wolno przenosić go na większe cząsteczki (rys. 2).

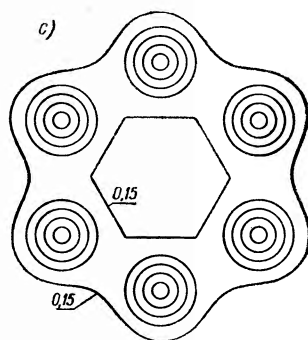
To zagadnienie, czy można rozdzielać układ π i σ , ma poważne znaczenie nie tylko dla problemu widm absorpcyjnych, ale także dla teorii reaktywności chemicznej, dla obliczania polaryzowalności, długości wiązań itp. W tej chwili trudno jest powiedzieć coś stanowczego w tej sprawie. Dyskusja na ten temat zaczęła się dopiero w 1951 r. i jest wyrazem poszukiwania nowych dróg w związku z niepowodzeniem prac do owej pory wykonywanych. Pierwsze rachunki dotyczące włączenia elektronów σ wykonano dla prostszych cząsteczek, a w szczególności dla etylenu, który można uważać do pewnego stopnia za prototyp wszelkich cząsteczek o wiązaniu sprzężonym. Nie ma jeszcze zgodnej opinii co do wielkości wkładu energetycznego pochodzącego od elektronów σ . Przeważa przekonanie, że efekt ten jest większy dla wyższych stanów pobudzenia. W stanie podstawowym szacuje się go na około 0,5eV [34]. W każdym razie te pierwsze wyniki nie są zbyt jasne w świetle pięknej pracy wykonanej przez *C o u l s o n a* ze współpracownikami [35], z której wynika zupełnie nieoczekiwane, że na przykład w przypadku benzenu elektrony π są całkowicie „zanurzone w morzu elektronów σ ” (praca ta zmierzała pierwotnie do wykazania rozdzielności elektronów π i σ przez porównanie



Rys. 5a. Rozkład całkowitej gęstości elektronowej w płaszczyźnie pierścienia benzenowego



Rys. 5b. Rozkład całkowitej gęstości elektronowej na wysokości 0,35 Å ponad płaszczyznę pierścienia



Rys. 5c. Rozkład gęstości elektronowej dla elektronów π na wysokości 0,35 Å ponad płaszczyznę pierścienia

rozkładu całkowitej gęstości elektronowej w płaszczyźnie pierścienia — rys. 5a, a więc tam, gdzie powinny dominować elektrony σ , z rozkładem całkowitej gęstości elektronowej na wysokości około 0,35 Å ponad płaszczyznę pierścienia — rys. 5b, gdzie powinniśmy spodziewać się obecności prawie wyłącznie elektronów π ; rys. 5c daje rozkład gęstości elektronowej dla samych elektronów π na wysokości 0,35 Å ponad płaszczyznę pierścienia). A więc zasadniczo rozdzielanie elektronów π i σ nie znajduje tu uzasadnienia teoretycznego.

C. M. Moser przeprowadził na przykładzie etylenu porównanie różnych modyfikacji metody MO. Wyniki zestawiono w tabelcy I.

Tabelca I

	Obs.	ASMO zwykła	ASMO-pół- empiryczna	Jak pod c+ wymiana $\sigma \rightarrow \pi$	Metoda addytywna
	a	b	c	d	e
${}^1A_{1g} \rightarrow {}^1B_{1u} (N \rightarrow V)$	7,6	11,4	4,8	5,8	7,2
${}^3B_{1u} \rightarrow {}^1B_{1u} (V \rightarrow T)$	1,2	8,6	1,2	1,2	1,2
Oddział. konfiguracyjne	—	1,4	0,04	0,04	0,04

Widoczne jest, że niezły wynik daje tak zwana metoda addytywna z uwzględnieniem wymiany $\sigma \rightarrow \pi$. Nie jest jednak pewne, czy ta dobra zgodność nie jest tylko dziełem przypadku, gdyż jak wynika z treści pracy, pewne operacje wykonano kierując się intuicją. Ponadto trudno powiedzieć, czy metoda ta da się zastosować z równą łatwością do cząsteczek większych.

Na wzmiankę zasługuje wreszcie interesująca praca [38], w której uwzględniono w sposób półempiryczny oddziaływanie elektronów σ na elektrony π . Część zachęcających wyników, które w niej uzyskano, zestawiają tablice II i III.

Tabelca II

Stany elektronowe etylenu (eV)

Stan	Energia	
	Obl.	Obs.
$N ({}^1A_{1g})$	0	0
$T ({}^3B_{1u})$	4,5	3,1—5,6
$V ({}^1B_{1u})$	7,6	7,6
$I ({}^1A_{1g})$	0,2	—

Tabelca III

Stany elektronowe benzenu (eV)

Stan	Energia	
	Obl.	Obs.
${}^1A_{1g}$	0	0
${}^1B_{2u}$	4,9	4,9
${}^1B_{1u}$	5,3	6,0
${}^1E_{1u}$	7,0	7,0
${}^2B_{2u}$	4,9	—
${}^3B_{1u}$	4,0	3,8
${}^3E_{1u}$	4,45	—

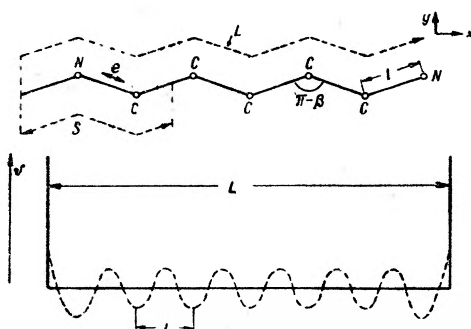
Podsumowując to, co zostało wyżej powiedziane o teorii MO, należy podkreślić, że teorii tej nie zdołano jeszcze doprowadzić do poziomu arytmetycznego, co oznacza, że problemu energii cząsteczki nie można jeszcze przekazać elektronowym maszynom rachunkowym. Istnieje jeszcze szereg poważnych wątpliwości o zasadniczym charakterze, jak na

przykład to, czy punktem wyjścia problemu cząsteczkowego mają być funkcje atomowe Slatera, czy też raczej inne funkcje. Jak się wydaje, nie ma żadnych wątpliwości co do tego, że został zrobiony frontalny atak na zagadnienie cząsteczki, atak raczej pełny nadziei, a nie desperacji! [39].

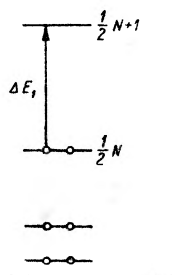
Model „metaliczny” (swobodnego elektronu)

W okresie kilku ostatnich lat (poczynając od 1948 r.) zyskała sobie wielką popularność metoda modelu „metalicznego” [2, 40, 49, 53, 54]. Zawdzięczać to należy prawdopodobnie temu, że przy jej wielkiej prostocie uzyskujemy wyniki jakościowo zadowalające, o co właśnie często nam chodzi.

U podstaw tej metody leży pojęcie delokalizacji elektronu w cząsteczce. Pojęcie to zyskało prawo obywatelstwa najpierw na gruncie metod VB^* i MO . Delokalizacja elektronu nie oznacza tu nic innego, jak tylko



Rys. 6. Model „metaliczny” w zastosowaniu do cjaniny (z grup końcowych uwzględniono tylko atomy N)



Rys. 7. Schemat obsadzenia poziomów energetycznych oraz przejścia odpowiedzialnego za I pasmo absorpcji

to, że elektron może się poruszać w obrębie całego układu wiązań sprzężonych, może być zatem uważany w tym obszarze za elektron swobodny (*free* albo *mobile electron*). Nie może on jednak oczywiście wykroczyć poza granice tego obszaru. Wobec tego nasuwa się natychmiast koncepcja, że układ wiązań sprzężonych można traktować jako pudło potencjału, w którym poruszają się elektrony.

Rys. 6 ilustruje zastosowanie tej metody do symetrycznych polime-
tyn [2]. Na podstawie kwantowo-mechanicznej teorii ruchu elektronu

* Inaczej metoda *HLSP* (wiązania walencyjnego).

w takim pudle potencjału łatwo można wyliczyć długość fali dla głównego pasma absorpcji, wynosi ona:

$$\lambda_1 = \frac{hc}{\Delta E_1} = \frac{8mc}{h} \frac{L^2}{N+1} \quad (\text{patrz rys. 6 i 7})$$

Dla cyaniny na przykład mamy $L=8 l=8 \cdot 1,39 \cdot 10^{-8}$ cm, $N=8$, $\pi-\beta=124^\circ$,

$$\lambda_1^{teor} = 4530 \text{ \AA}, \quad f_1^{teor} = 1,86,$$

$$\lambda_1^{exp} = 4450 \text{ \AA}, \quad f_1^{exp} = 1,2.$$

Dla dalszych pasm absorpcji zgodność jest gorsza.

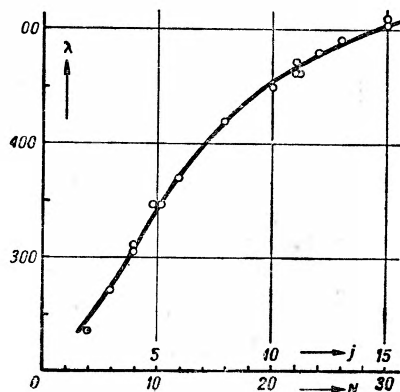
W przypadku cząsteczek niesymetrycznych trzeba zrezygnować z założenia $V=0$ wewnątrz pudła potencjału, a wprowadzić na to miejsce potencjał, którego przebieg zaznaczony jest na rys. 6 linią przerywaną. Poza tym trzeba jeszcze w celu uzyskania lepszej dokładności wprowadzić pewne dodatkowe parametry. I w tej metodzie można zbliżyć się do tej dokładności, jaka jest osiągalna w najlepszych przypadkach w metodzie MO, jeżeli uściślimy tę teorię wprowadzając na przykład oddziaływanie wzajemne elektronów (rys. 8).

Ostatnio R ü d e n b e r g i S c h e r r zbudowali konsekwentną teorię modelu

„metalicznego“ bez dodatkowych parametrów i zastosowali ją do wielkiej liczby związków aromatycznych i polienów, uzyskując wyniki nie gorsze od tych, jakie daje zwykła metoda MO [43, 53].

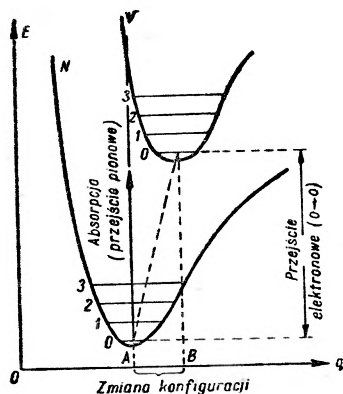
Uwagi końcowe

Na zakończenie warto jeszcze zauważyć, że w żadnej z wyżej wymienionych prac nie brano pod uwagę ewentualnej zmiany konfiguracji cząsteczki po jej wzbudzeniu, co może stanowić poważny błąd, jeśli wziąć pod uwagę, że wartość doświadczalna, z którą porównujemy wyniki teoretyczne, nie odpowiada przejściu pionowemu ($0 \rightarrow v$), ale przejściu ($0 \rightarrow 0$) pomiędzy dwiema konfiguracjami równowagi: jedną w stanie podstawowym, a drugą w stanie wzbudzonym (rys. 9). Należy pamiętać,

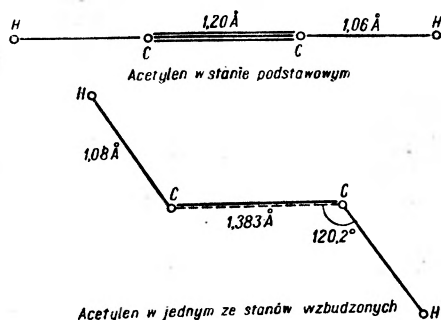


Rys. 8. Związek pomiędzy położeniem maksimum pasma absorpcji a liczbą N elektronów π w karotenoidach; j — liczba wiązań sprzężonych; linia ciągła — wyniki teoretyczne; kółka — wartości obserwowane

że konfiguracje stanu wzbudzonego i podstawowego mogą różnić się bardzo znacznie, jak na to wskazuje chociażby przykład acetylenu [51] (rys. 10). Te ostatnie rozważania były punktem wyjścia dla zupełnie nowej metody rozwiązywania zagadnienia widm absorpcyjnych cząste-



Rys. 9. Sprzężenie wzbudzenia elektronowego z oscylacjami. N — krzywa potencjału dla pewnego stopnia swobody q , w stanie podstawowym V — to samo w stanie wzbudzonym



Rys. 10. Zmiana konfiguracji cząsteczki towarzysząca wzbudzeniu

czek, której pierwsze niezwykle ciekawe wyniki podane są w pracy [44]. Należy podkreślić, że zainteresowanie omawianą problematyką nieustannie rośnie. Co miesiąc pojawiają się nowe koncepcyjne prace, wobec czego nie można przewidywać w jakim kierunku pójdzie dalszy rozwój.

Literatura

1. А. Н. Теренин, Фотохимия красителей, Москва- Ленинград 1947.
2. H. Kuhn, J. Chem. Phys. **17**, 1198 (1949).
3. F. Wizinger, Organische Farbstoffe, 1933.
4. C. K. Ingold, Proc. Roy. Soc. A., **169**, 149 (1939).
5. C. A. Coulson, Valence, Oxford 1952.
6. B. Pullman, A. Pullman, Les Théories électroniques de la chimie organique, Paris 1952.
7. A. L. Sklar, J. Chem. Phys., **5**, 669 (1937).
8. Förster, Z. Elektrochem., **45**, 548 (1939).
9. М. В. Волькенштейн, М. А. Ельяшевич, Б. И. Степанов, Колебания молекул, М. Л. 1949.
10. В. М. Татевский, Химическое строение угловодородов и закономерности в их физико-химических свойствах. Москва — Ленинград 1953.
11. М. В. Волькенштейн, Молекулярная оптика, Москва — Ленинград 1951.

12. R. Daudel, R. Jacques, M. Jean, C. Sandorfy, C. Vroelant, Jour. Chim. Phys., **46**, 187 (1949).
13. J. R. Platt, J. Chem. Phys., **17**, 101 (1950).
14. M. Born, R. Oppenheimer, Ann. d. Phys., **84**, 457 (1927).
15. P. Gombas, Theorie und Lösungsmethoden des Mehrteilchenproblems der Wellenmechanik, Basel (1950).
16. W. Heitler, F. London, Z. f. Phys., **44**, 455 (1927).
17. J. C. Slater, Phys. Rev., **37**, 481 (1931).
18. L. Pauling, The Nature of the Chemical Bond, New-York 1950.
19. F. Hund, Z. f. Phys., **51**, 759 (1928).
20. R. S. Mulliken, Phys. Rev., **32**, 186 (1928); **43**, 279 (1933).
21. G. Herzberg, Z. f. Phys., **57**, 601 (1929).
22. E. Hückel, Z. f. Phys., **70**, 204 (1931).
23. J. E. Lennard - Jones, Trans. Farad. Soc., **25**, 668 (1929).
24. C. A. Coulson, Trans. Farad. Soc., **33**, 1479 (1937).
25. C. Zener, Phys. Rev., **36**, 51 (1930).
26. H. Eyring, J. Walter, G. E. Kimball, Quantum Chemistry, New-York 1944.
27. C. C. J. Roothaan - R. S. Mulliken, J. Chem. Phys., **16**, 118 (1948).
28. J. R. Platt, J. Chem. Phys., **18**, 1168 (1950).
29. M. Goepfert-Mayer, A. L. Sklar, J. Chem. Phys., **6**, 645 (1938).
30. R. G. Parr, D. P. Craig, I. G. Boss, J. Chem. Phys., **18**, 1561 (1950).
31. C. A. Coulson, D. P. Craig, J. Jacobs, Proc. Roy. Soc. A., **206**, 297 (1951).
32. R. S. Mulliken, J. Chim. Phys., **46**, 675 (1949).
33. G. Berthier, J. Chem. Phys., **21**, 953 (1953).
34. S. L. Altmann, Proc. Roy. Soc. A., **210**, 327, 343 (1951).
35. C. A. Coulson, N. H. March, S. Altmann, Proc. Nat. Acad. Sci., **38**, 372 (1952).
36. C. M. Moser, Trans. Farad. Soc., **49**, 1239 (1953).
37. C. M. Moser, J. Chem. Phys., **21**, 2098 (1953).
38. R. Pariser R. G. Parr, J. Chem. Phys., **21**, 466, 767 (1953).
39. R. G. Parr, L. Bruce, J. Crawford, Proc. Nat. Acad. Sci., **38**, 547 (1952).
40. X. C. Балгасарян, Ж. Физ. Хим. **26**, 1053 (1952).
41. G. Araki, T. Murai, J. Chem. Phys., **20**, 1661 (1952).
42. C. C. J. Roothaan, R. G. Parr, J. Chem. Phys., **17**, 1001 (1949).
43. K. Rüdénberg, C. W. Sherr, J. Chem. Phys., **21**, 1565 (1953).
44. A. D. Walsh, Nature, **170**, 974 (1952).
45. C. C. J. Roothaan, Rev. Mod. Phys., **23**, 69 (1951).
46. R. G. Parr, R. S. Mulliken, J. Chem. Phys., **18**, 1338 (1950).
47. R. G. Parr, J. Chem. Phys., **19**, 799 (1951).
48. J. A. Pople, Trans. Farad. Soc., **49**, 1375 (1953).
49. M. В. Волькенштейн, Л. А. Боровинский, Д. АН СССР **85**, 787 (1953).
50. D. S. McClure, J. Chem. Phys., **20**, 682 (1952).
51. G. W. King C. K. Ingold, Nature, **169**, 1101 (1952).
52. C. A. Coulson, Proc. Roy. Soc. A., **164**, 383 (1938).
53. S. Nikitin, S. G. Komoss, C. R., **236**, 62, 279 (1953).
54. H. Kuhn, Z. f. Naturfor., **7a**, 594 (1952).
55. C. W. Scherr, J. Chem. Phys., **21**, 1582 (1953).

Jacek Hennel

Zakład Fizyki Jądra Atomowego
Instytutu Fizyki PAN w Krakowie

O nadsubtelnej strukturze stanu podstawowego atomu wodoru

Stan podstawowy atomu wodoru ($1^2S_{1/2}$) posiada nadsubtelną budowę, ponieważ składa się z dwóch stanów energetycznie bliskich, różniących się wartością krętu całkowitego. Według wektorowego modelu atomu, w którym uwzględnia się także kręt jądra, liczba kwantowa F całkowitego krętu atomu * określona jest równaniem

$$\vec{F} = \vec{J} + \vec{I},$$

gdzie \vec{J} jest liczbą kwantową wypadkowego krętu powłoki elektronowej, zaś \vec{I} liczbą kwantową krętu jądra. W przypadku atomu wodoru w stanie podstawowym wartości liczb kwantowych \vec{J} oraz \vec{I} wynoszą $J=1/2$, $I=1/2$, wobec czego istnieją dwie możliwe wartości liczby kwantowej \vec{F} , mianowicie:

$$F=1/2+1/2=1 \quad \text{lub} \quad F=1/2-1/2=0.$$

Tym dwom wartościom liczby kwantowej \vec{F} odpowiadają dwa poziomy energetyczne atomu wodoru, a więc występuje nadsubtelna budowa stanu podstawowego.

Zbadanie tej subtelnej budowy, a w szczególności obserwacja przejść pomiędzy stanami $F=1$ i $F=0$ i pomiar długości fali emitowanego lub zaabsorbowanego promieniowania było zagadnieniem od dawna interesującym fizyków. Problem ten doczekał się rozwiązania dopiero w ostatnich latach, a otrzymane wyniki znalazły zastosowanie nie tylko na terenie fizyki, ale również i na terenie astronomii. Zapoznanie czytelnika z tymi zagadnieniami jest celem niniejszego artykułu.

Rozważaniami teoretycznymi nad stanem podstawowym atomu wodoru zajmował się E. Fermi, [który w r. 1930 [3] podał wzór na różnicę energii

* Liczba kwantowa \vec{F} przedstawiona jest tu jako wektor. Wartość bezwzględna (długość) tego wektora jest oznaczona przez F . Całkowity kręt atomu wynosi $\hbar\sqrt{F(F+1)}$. Podobnie \vec{J} i \vec{I} (Zob. [4]).

między stanami $F=1$ i $F=0$ dla wodoru lub jonów wodoropodobnych. (Wspomniana różnica energii w dalszym ciągu artykułu będzie oznaczana symbolami ΔW lub ν_H zależnie od tego, czy będzie wyrażona w jednostkach energetycznych czy w jednostkach częstości.) Wzór Fermiego przedstawia się następująco:

$$\nu_H = \frac{8\pi}{3h} 2I + \frac{1}{I} \mu_0 \mu_N \psi_{(0)}^2 \quad (1)$$

gdzie:

I — kręt jądra wyrażony w $h/\lambda\pi$,

μ_0 — magneton Bohra,

μ_N — moment magnetyczny jądra,

$\psi_{(0)}$ — amplituda funkcji Schrödingera w punkcie $r=0$.

Wzór ten umożliwia obliczenie momentu magnetycznego protonu, gdy znana jest wielkość ν_H . Dzięki tym możliwościom zagadnienie pomiaru ν_H stało się specjalnie interesujące i aktualne.

Zjawisko Sterna i Gerlacha dla wodoru

Projekt wykonania pomiaru wielkości ν_H podali po raz pierwszy Breit i Rabi w r. 1931 [1]. Pomysł ich polegał na wykorzystaniu zjawiska rozszczepienia wiązki atomów wodoru w niejednorodnym polu magnetycznym. Projekt ten został zrealizowany trzy lata później przez Rabięgo, Kelloga i Zachariasa [9].

Sposób Breita i Rabięgo opiera się na podanym przez nich wzorze, określającym wartość energii atomu wodoru umieszczonego w polu magnetycznym [1]:

$$W_{I \pm \frac{1}{2}} = \frac{\Delta W}{2(2I+1)} + g_I \mu_0 H m \pm \frac{\Delta W}{2} \sqrt{1 + \frac{4mx}{2I+1} + x^2},$$

zaś gdy $I = \frac{1}{2}$ (dla protonu)

$$W_{I \pm \frac{1}{2}} = \frac{\Delta W}{4} + g_I \mu_0 H m \pm \frac{\Delta W}{2} \sqrt{1 + 2mx + x^2}, \quad (2)$$

gdzie:

$x + \frac{(g_J - g_I) \mu_0 H}{\Delta W}$ g_J — czynnik Landégo dla elektronu,

μ_0 — magneton Bohra, g_I — czynnik Landégo dla jądra,

ΔW — różnica energii między stanami: m — liczba kwantowa magnetyczna dla \vec{F} .

$$F = I + \frac{1}{2} \text{ i } F = I - \frac{1}{2},$$

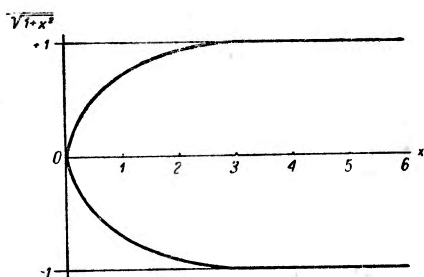
Wzór powyższy stosuje się nie tylko do protu (wodoru o liczbie masowej 1), ale także do deuteru i trytu. Należy zwrócić uwagę na to, że natężenie pola magnetycznego figuruje w tym wzorze nie tylko *explicitie*, ale także w wielkości x , która jest doń proporcjonalna.

Znając energię atomu umieszczonego w polu magnetycznym, autorzy obliczają moment magnetyczny atomu przez różniczkowanie energii względem natężenia pola H . Stąd już prosta droga do znalezienia siły działającej na atom w przypadku niejednorodnego pola magnetycznego. Oto wartości siły P obliczone przez autorów [1] dla wszystkich czterech możliwych stanów kwantowych:

$$\left. \begin{array}{l} F=1 \quad m=1 \quad P=1 \\ F=1 \quad m=0 \quad P=\frac{x}{\sqrt{1+x^2}} \\ F=0 \quad m=0 \quad P=-\frac{x}{\sqrt{1+x^2}} \\ F=1 \quad m=-1 \quad P=-1 \end{array} \right\} \cdot 2g_J \cdot \frac{\partial H}{\partial Z}. \quad (3)$$

Oś Z ustawiona jest w kierunku pola magnetycznego; pozostałe symbole są wyjaśnione przy wzorze (2).

Widać, że dla $m = \pm 1$ siła nie zależy, a dla $m = 0$ zależy od natężenia pola magnetycznego (gdy założymy, że gradient pola jest stały). Dokładniej obrazuje tę zależność wykres



Rys. 1. Zależność momentu magnetycznego atomu wodoru od natężenia pola magnetycznego $x = \frac{(g_J - g_I)\mu_0 H}{\Delta W}$

Na osi odciętych zaznaczone jest natężenie pola magnetycznego w wyżej określonych jednostkach x , zaś na osi rzędnych wielkość $\pm \frac{x}{\sqrt{1+x^2}}$, proporcjonalna do momentu magnetycznego, a co za tym idzie — do siły.

Ze wzorów (3) można z łatwością wywnioskować, jak zachowa się wiązka atomów wodoru w polu magnetycznym niejednorodnym (zjawisko Sterna-Gerlach). Ponieważ siła działająca na atom zależy od stanu kwantowego,

w którym się on znajduje, przeto wiązka rozdzieli się na cztery części składowe. Gdy po przejściu przez pole magnetyczne atomy upadną na odpowiednio uczulony ekran, ukażą się na nim cztery linie. Trzy takie obrazy, otrzymane przy różnych natężeniach pola magnetycznego, przedstawia rys. 2. Widać, że wiązki, w których $m=0$, w słabym polu padają tuż obok siebie w środku obrazu, zaś w miarę zwiększania natężenia pola dążą do zlania się z zewnętrznymi wiązkami, dla których $m = \pm 1$.

Ilościowe zbadanie wyżej opisanego zjawiska rozszczepienia wiązki atomów wodoru na cztery części stanowi metodę pomiaru wielkości ν_H . Mianowicie ze znajomości odchylenia wiązki atomów w stanie $F=1$ $m=0$, natężenia pola H i jego gradientu $\frac{\partial H}{\partial Z}$ można na podstawie wzoru (3) obliczyć wielkość x , a stąd ΔW czy też ν_H .

Najtrudniejszym zadaniem przy wykonywaniu pomiaru tą metodą jest konieczność należytego rozszczepienia wiązki na cztery części. Rozszczepienia takiego nie uzyskał Wrede, który w r. 1927 [11] po raz pierwszy przeprowadził dla wodoru słynne doświadczenie Sterna-Gerlacha. Wrede otrzymał rozszczepienie tylko na dwie linie. Doświadczenie Wredego powtórzyli w r. 1934 Rabi, Kellog i Zacharias [9] w celu pomiaru ν_H . Aby otrzymać możliwie najlepsze rozszczepienie, autorzy stosowali natężenie pola magnetycznego pośredniej wielkości, to znaczy $x \approx 1$. Rozszczepienie nie było całkowite, ale w każdym razie wystarczające do określenia odchylenia wiązki $F=1$ $m=0$. Odchylenie wyznaczano na drodze obserwacji kształtu otrzymanych linii. Metoda ta nie była zbyt dokładna, co spowodowało, że otrzymana ze wzoru Fermiego wartość momentu magnetycznego protonu wynosiła 3,2, gdy tymczasem nowsze pomiary dają liczbę 2,7896 magnetonów jądrowych.

$x=0,2$			
$x=1,0$			
$x=3,0$			

Rys. 2. Zjawisko Sterna-Gerlacha dla wodoru. Rozszczepienie wiązki atomów wodoru w niejednorodnym polu magnetycznym w zależności od natężenia pola magnetycznego

Obserwacja bezpośrednich przejść pomiędzy stanami $F=1$ i $F=0$

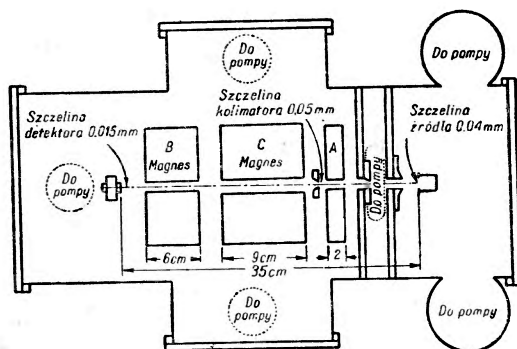
Wielkość ν_H doczekała się dokładnego zmierzenia dopiero w roku 1948 przez Nafe'a i Nelsona [6]. Autorzy ci posłużyli się znaną metodą strumienia atomowego, podaną przez Rabi'ego do pomiaru jądrowych momentów magnetycznych. W rezultacie swych badań otrzymali wiele cennych wiadomości o stanie podstawowym wodoru, deuteru i trytu.

Istotą metody Nafe'a i Nelsona jest obserwacja linii absorpcyjnej, związanej z przejściem $F=1 \rightarrow F=0$. Do tego celu służy przyrząd przedstawiony na rys. 3. Wiązka atomów wodoru zostaje przepuszczona w wysokiej próżni pomiędzy biegunami trzech elektromagnesów A , B i C . Nabiegunniki magnesów A i B mają odpowiedni kształt, zapewniający dużą niejednorodność pola. Pole magnetyczne ma w obu magnesach ten sam kierunek, jednakże gradient pola skierowany jest przeciwnie.

Atomy wodoru dzięki swemu momentowi magnetycznemu doznają w niejednorodnym polu wytworzonym przez magnesy A i B działania siły w kierunku poprzecznym do kierunku ruchu. Ponieważ zwrot gradientów

jest przeciwny, przeto przesunięcia wywołane przez te siły między biegunami magnesów *A* i *B* nastąpią w przeciwnych kierunkach. Przy odpowiednim uregulowaniu pól magnetycznych przesunięcia atomów zniosą się wzajemnie, co umożliwi atomom dostanie się do odbiornika.

Odbiornikiem tym jest manometr Piraniego. Jest to drucik oporowy umieszczony w małym naczynku zaopatrzonym w szczelinę. Drucik jest lekko podgrzany prądem elektrycznym. Atomy wodoru, dostające się przez szczelinę do wnętrza naczynka, psują izolację cieplną drucika, którą stanowiła wysoka próżnia. Drucik oziębia się i zmienia wskutek tego swój opór. Ostatecznie obserwacja sprowadza się do mierzenia oporu drucika.



Rys. 3. Aparatura Naf'e'a i Nelsona

Wiązka może trafić do szczeliny odbiornika tylko przy założeniu, że atomy przechodzą z magnesu *A* do magnesu *B* w tym samym stanie kwantowym. Zmiana stanu kwantowego pociąga za sobą, jak wiadomo, zmianę momentu magnetycznego. Gdy więc zmiana stanu kwantowego (absorpcja lub emisja kwantu) nastąpi na odcinku pomiędzy magnesami *A* i *B*, atom nie będzie mógł trafić do szczeliny odbiornika, gdyż przesunięcia poprzeczne nie zredukują się.

Do pobudzania atomów do absorpcji lub emisji służy urządzenie *C*. Składa się ono z elektromagnesu dającego słabe jednorodne pole stałe i pętli z drutu, w której płynie prąd wysokiej częstotliwości. W ten sposób między nabiegunnikami magnesu *C* otrzymuje się jednorodne pole magnetyczne stałe z nałożonym nań polem wysokiej częstotliwości. Składowa stała jest potrzebna do wywołania zjawiska Zeemana, o czym będzie mowa później.

Jeżeli częstość prądu będzie odpowiadała częstości jakiejś linii widmowej przelatujących atomów, wówczas atomy te mogą przejść z jednego stanu kwantowego do drugiego, co pociąga za sobą zmianę momentu magnetycznego. Na skutek tego nie trafią one do detektora. W ten sposób przez poszukiwanie minimum wskazań detektora można mierzyć długość fali danej linii. Naf'e i Nelson [6] zastosowali tę metodę do pomiaru ν_{H} pobudzając atomy wodoru do przejść ze stanu $F=0$ do stanu $F=1$.

Jak wspomniano już wyżej, aparatura Naf'e'a i Nelsona pozwoliła na zbadanie zachowania się omawianej linii w polu magnetycznym. Autorzy stwierdzili, że pole magnetyczne powoduje rozszczepienie linii ($F=1$

→ $F=0$) na cztery składowe. Dla zrozumienia tego zjawiska jest rzeczą konieczną odwołanie się do podanego na str. 492 wzoru Breita i Rabięgo (2) [1], określającego energię atomu wodoru znajdującego się w polu magnetycznym. Energia ta zależy od dwóch liczb kwantowych: F i m . Liczba m przebiega wartości od $-F$ do $+F$ co 1. W przypadku wodoru mamy następujące możliwości:

$$\begin{aligned} F=1 \quad m=1, \\ F=1 \quad m=0, \\ F=1 \quad m=-1, \\ F=0 \quad m=0. \end{aligned} \tag{4}$$

Każda z tych możliwości określa (poprzez wzór Breita i Rabięgo) pewien stan energetyczny. W silnym polu magnetycznym ($x \geq 3$) wiązanie między \vec{I} i \vec{J} zostaje rozerwane: wektor \vec{F} nie istnieje*. Wówczas istnieją również cztery stany energetyczne. Są one określone za pomocą liczb kwantowych m_I i m_J , określających rzuty wektorów \vec{I} i \vec{J} na kierunek pola magnetycznego. Te cztery stany energetyczne w silnym polu magnetycznym przedstawiają się następująco:

$$\begin{aligned} 1) \quad m_J = \frac{1}{2} \quad m_I = \frac{1}{2}, \\ 2) \quad m_J = -\frac{1}{2} \quad m_I = \frac{1}{2}, \\ 3) \quad m_J = \frac{1}{2} \quad m_I = -\frac{1}{2}, \\ 4) \quad m_J = -\frac{1}{2} \quad m_I = -\frac{1}{2}, \end{aligned} \tag{5}$$

Stany (5) (w silnym polu) powstają ze stanów (4) (w słabym polu) w sposób ciągły przy stopniowym zwiększaniu pola magnetycznego od słabego, gdy $x \approx 0,1$, do silnego, gdy $x \approx 3$. Wobec takiego jednoznacznego przyporządkowania stanów w silnym polu stanom w słabym polu możemy stany w silnym polu oznaczać także za pomocą liczb kwantowych F i m , aczkolwiek w silnym polu liczby te nie mają realnego znaczenia.

* Należy to rozumieć w ten sposób, że wektory \vec{I} i \vec{J} nie zachowują już stałego położenia względem siebie, lecz precesują niezależnie od siebie wokół kierunku pola magnetycznego. Suma \vec{I} i \vec{J} nie jest wielkością stałą w czasie i nie ma fizycznego sensu. Mówi się wówczas, że wektor \vec{F} nie istnieje. Energia atomu jest określona obecnie innymi wielkościami stałymi w czasie. Są to kąty nachylenia wektorów \vec{I} i \vec{J} względem kierunku pola magnetycznego. Rozszczepienie linii widmowej w słabym polu magnetycznym, w którym \vec{F} istnieje, nosi nazwę zjawiska Zeemana. Rozszczepienie w silnym polu niszczącym wiązanie \vec{I} i \vec{J} nosi nazwę zjawiska Backa-Goudsmita.

W ten sposób należy rozumieć znaczenie liczb kwantowych F i m we wzorze (2) Breita-Rabiego (str. 84), który jest słuszny zarówno dla słabych, jak i dla silnych pól magnetycznych. (Uwaga: Liczba kwantowa F jest ukryta we wzorze Breita-Rabiego pod postacią symbolu $I \pm \frac{1}{2}$).

We wzorze tym istnieją dwa wyrazy zależne od natężenia pola magnetycznego. Jeden z tych wyrazów możemy zaniedbać, ponieważ zawiera czynnik g_I (czynnik Landégo dla jądra), który jest bardzo mały. Wówczas wartości poszczególnych poziomów energetycznych będą się przedstawiać następująco:

$$F=1 \quad m=1 \quad W = -\frac{\Delta W}{4} + \frac{\Delta W}{2} (1+x),$$

$$F=1 \quad m=0 \quad W = -\frac{\Delta W}{4} + \frac{\Delta W}{2} \sqrt{1+x^2},$$

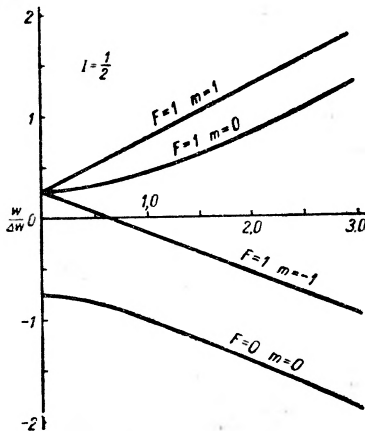
$$F=1 \quad m=-1 \quad W = -\frac{\Delta W}{4} + \frac{\Delta W}{2} (1-x),$$

$$F=0 \quad m=0 \quad W = -\frac{\Delta W}{4} - \frac{\Delta W}{2} \sqrt{1+x^2},$$

(6)

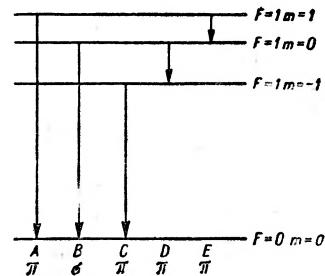
gdzie $x = \frac{(g_J - g_I)\mu_0 H}{\Delta W}$.

(Objaśnienie symboli przy wzorze (2) str. 84).



Rys. 4. Zależność energii poziomów od natężenia pola magnetycznego

Zależność energii poziomów od pola magnetycznego przedstawia rys. 4.



Rys. 5. Przejścia między stanami określonymi przez wzory (6) z podaniem rodzaju polaryzacji

Między tymi poziomami mogą zachodzić przejścia z regułą wyboru $\Delta F = 0, \pm 1$, $\Delta m = 0, \pm 1$.

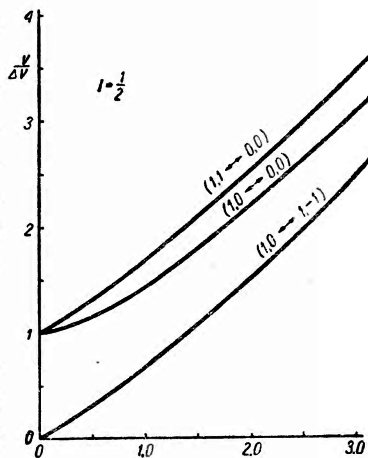
Przejścia pomiędzy stanami określonymi przez wzory (6) z podaniem rodzaju polaryzacji przedstawia rys. 5.

Z pięciu możliwych linii tylko *A*, *B* i *D* zostały wykryte przez N a f e' a i N e l s o n a. Linie *C* i *E* nie dały się wykryć metodą wiązki atomowej z powodu zbyt małej zmiany momentu magnetycznego przy przejściu. Czytelnik sam to sobie uzasadni rozpatrując uważnie wzory (3).

W słabym polu magnetycznym ($0 < x < 0,3$) linie *A*, *B* i *C* stanowią obraz normalnego zjawiska Zeemana. Rys. 6 przedstawia zależność częstości od natężenia pola dla tych linii. Z wykresu tego widać, że w zakresie słabych pól linia *B* nie zmienia swej częstości, jest to bowiem centralna linia obrazu Zeemana. W miarę zwiększania natężenia pola symetryczny układ linii psuje się i wreszcie przy natężeniu pola $x=10$ otrzymuje się układ stanowiący tak zwane zjawisko Backa-Goudsmita. Należy zwrócić uwagę, że do wytworzenia zjawisk Zeemana i Backa-Goudsmita wystarczają tu stosunkowo bardzo małe wartości natężenia pola magnetycznego ($x=10 \equiv H=5070$ Oe), gdy dla wywołania analogicznych zjawisk w zakresie struktury subtelnej widm liniowych potrzebne są bez porównania większe pola magnetyczne. Na przykład dla żółtych linii sodu *D*₁ i *D*₂ zjawisko Zeemana zaczyna przekształcać się w polu 30 000 Oe i całkowicie przechodzi w zjawisko Paschena-Backa* dopiero przy natężeniu pola 180 000 Oe [10].

Wielkość ν_H (tzn. częstość linii $F=1 \rightarrow F=0$) otrzymali N a f e i N e l s o n mierząc częstość linii *B* w słabym polu i uwzględniając poprawkę na zależność częstości od natężenia pola. Z tego, co powiedziano powyżej, wynika, że poprawka ta była bardzo niewielka. Niemniej jednak wprowadzenie jej było konieczne ze względu na niemożliwość całkowitego usunięcia pola magnetycznego.

N a f e i N e l s o n przeprowadzili pomiary wielkości ν dla wodoru, deuteru i trytu [7, 6]. W roku 1950 pomiary te zostały powtórzone przez P r o d e l l a i K u s c h a [8] przy użyciu udoskonalonej aparatury. Dokładność tych pomiarów była około dziesięciokrotnie większa od po-



Rys. 6. Rozszczepienie linii $F=0 \rightarrow F=1$ w polu magnetycznym

* Rozszczepienie linii widmowej w polu magnetycznym, powodującym niezależną precesję wektorów \vec{L} (sumy krętów orbitalnych) i \vec{S} (sumy krętów spinowych) wokół kierunku pola. Zjawisko analogiczne do zjawiska Backa-Goudsmita.

miarów Nafe'a i Nelsona. Ostateczny wynik dla wodoru: $\nu_H = 1420,405$ MHz, co odpowiada długości fali $\lambda =$ około 21 cm.

Niżej umieszczona tabelka przedstawia zestawienie wyników oraz obliczenia na ich podstawie stosunek wielkości ν dla wodoru i deuteru: $\frac{\nu_H}{\nu_D}$. Dla porównania podano wartość tego stosunku obliczoną ze wzoru:

$$\frac{\nu_H}{\nu_D} = \frac{4}{3} \left(\frac{m_H}{m_D} \right)^3 \cdot \frac{\mu_H}{\mu_D} \quad (7)$$

μ_H — moment magnetyczny protonu,

μ_D — moment magnetyczny deuteronu,

m_H, m_D — masy zredukowane protonu i deuteronu.

Wzór ten wyprowadza się z wzoru Fermiego (1). Do obliczenia wzięto stosunek $\frac{\mu_H}{\mu_D}$, zmierzony przez Blocha, Packarda i Levinthala metodą rezonansu jądrowego.

	ν_H MHz	ν_D MHz	$\frac{\nu_H}{\nu_D}$
Nafe i Nelson [6]	1420,410 ± 6	327,384 ± 3	4,33867 ± 4
Prodell i Kusch [8]	1420,405		4,3386484 ± 20
Wartość obliczona ze wzoru (7)			4,3393876 ± 8
Różnica między wartością obliczoną a zmierzoną przez Prodella i Kuscha			$7 \cdot 10^{-4}$
Różnica względna			$1,7 \cdot 10^{-4}$

Autorzy (Nafe i Nelson, Prodell i Kusch oraz inni) starają się wytłumaczyć różnicę między teoretyczną a doświadczalną wartością stosunku $\frac{\nu_H}{\nu_D}$ wpływem następujących czynników:

a) ruchem nukleonów w jądrze deuteru i trytu,

b) poprawką na czynnik g dla elektronu $g = 2 \cdot (1,00119) = 2 \left(1 + \frac{\alpha}{2\pi} \right)$,

(α — stała struktury subtelnej),

c) ruchem jądra.

Jednakże nie ma zgodności między autorami co do sposobu tłumaczenia tej różnicy.

Prócz dokładnego pomiaru wielkości ν_H wielkim sukcesem metody Nafe'a i Nelsona było zbadanie polaryzacji wykrytych linii A, B i D. Jest to rzecz bardzo interesująca, ponieważ ze znajomości polaryzacji linii w zjawisku Zeemana można określić rodzaj promieniowania. W ten sposób Nafe i Nelson wykazali, że przejście $F=1 \rightarrow F=0$ jest przejściem magnetycznym dipolowym.

Polaryzację linii zbadano w następujący sposób. Elementem wytwarzającym szybkozmienne pole elektromagnetyczne była ramka z drutu, w której za pomocą odpowiedniego lampowego generatora wysokiej częstotliwości wytwarzano falę stojącą. Ramkę tę umieszczano między biegunami elektromagnesu C (rys. 3) w dwóch kolejnych pozycjach. W pozycji pierwszej płaszczyzna ramki była prostopadła do kierunku stałego pola magnetycznego wytworzonego przez magnes C. Płaszczyzna drgań wektora elektrycznego fali stojącej była wówczas prostopadła do kierunku pola magnetycznego stałego. Okazało się, że w tej pozycji ramki powstaje tylko linia B. W drugiej pozycji płaszczyzna ramki była nachylona do kierunku pola magnetycznego pod kątem 45° . Wówczas istniały składowe wektora elektrycznego prostopadłe i równoległe do kierunku pola magnetycznego. W tym położeniu ramki powstawała zarówno linia B, jak A i D. Stąd wniosek, że linia B jest spolaryzowana prostopadle do kierunku pola magnetycznego (symbol σ), zaś linia A równoległe (symbol π).

Widać więc, że linie π powstają przy przejściu, dla którego $\Delta m = \pm 1$, zaś σ dla $\Delta m = 0$. W poprzecznym zjawisku Zeemana dla promieniowania elektrycznego polaryzacja linii jest wręcz przeciwna; stąd wniosek, że omawiane przejście $F=1 \rightarrow F=0$ może być tylko przejściem magnetycznym. Natomiast fakt, że $F_1 + F_2 = 1 < 2$ dowodzi, że jest to przejście dipolowe. W ten sposób doświadczenia Nafe'a i Nelsona doprowadziły do określenia charakteru przejścia $F=1 \rightarrow F=2$.

Zagadnienia radioastronomii związane z nadsubtelną strukturą stanu podstawowego atomu wodoru

W roku 1946 van der Hulst [5] wskazał na możliwość wykrycia w promieniowaniu przestrzeni międzygwiazdnych linii wodoru $\lambda = 21$ cm, związanej z przejściem między stanami $F=1$ i $F=0$. Przepowiedzenia van der Hulsta zostały potwierdzone w r. 1950 przez Ewena i Purcella [2], którzy wykryli tę linię metodami radioastronomicznymi (bliższe informacje o tych metodach znajdzie czytelnik w artykule W. Zonna w *Postęпах Fizyki* [12]) i w ten sposób dowiedli, że w przestrzeniach międzygwiazdnych naszej galaktyki istnieją olbrzymie skupiska rozrzedzonego wodoru atomowego.

Praca E w e n a i P u r c e l l a oprócz samego odkrycia wspomnianej linii przyniosła jeszcze wiele innych interesujących wiadomości. Najszerej komentowany przez autorów jest fakt, że linia omawiana występuje w promieniowaniu galaktyki jako linia emisyjna. Fakt ten jest źródłem ciekawych wniosków, które zostaną omówione poniżej.

W przestrzeniach międzygwiazdnych naszej galaktyki znajdują się chmury wodoru atomowego. Gęstość tych chmur ocenia się na podstawie ogólnych rozważań astrofizycznych na 1 atom na 1 cm^3 . O wielkości tego rozrzedzenia można wyrobić sobie odpowiednie pojęcie, gdy weźmie się pod uwagę, że w najlepszej próżni dającej się osiągnąć w warunkach laboratoryjnych, wynoszącej ok. 10^{-9} cm Hg , znajduje się jeszcze $350 \cdot 10^6$ atomów w 1 cm^3 .

Chmury wodoru są oświetlone promieniowaniem o widmie ciągłym, obejmującym w swym zakresie długości fali linię $\lambda=21 \text{ cm}$. Promieniowanie to pochodzi z dalszych przestrzeni międzygwiazdnych. Jeśliby to promieniowanie przypisać jakiemuś pomyślanemu ciału doskonale czarnemu, to sądząc z natężenia trzeba by przyjąć, że posiada ono pewną temperaturę T_p . Temperaturę tę nazywamy temperaturą promieniowania.

Również wodorowi znajdującemu się w chmurach można przypisać pewną temperaturę zależną od współczynników obsadzenia stanów $F=1$ i $F=0$ poprzez znany wzór Boltzmanna:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{q_2}{q_1} e^{-\frac{h\nu}{kT}},$$

gdzie: $h\nu$ — różnica energii stanów,
 k — stała Boltzmanna,
 T — temperatura bezwzględna,
 $q_1 q_2$ — wagi kwantowe stanów ($2F+1$).

Tę ostatnią temperaturę nazywa się temperaturą spinową wodoru. Otóż fakt, że linia $\lambda=21 \text{ cm}$ występuje jako linia emisyjna, dowodzi, iż temperatura spinowa wodoru jest wyższa od temperatury promieniowania tła. Wodór bowiem dąży do osiągnięcia równowagi z promieniowaniem, którym jest oświetlony.

E w e n i P u r c e l l [2] we wspomnianej pracy podają, że natężenie linii emisyjnej różni się od tła o 25° . Natomiast temperaturę tła przyjmują w wysokości 10°K opierając się na ekstrapolacji ze znanych pomiarów w zakresie fal dłuższych. Wobec tego temperaturę spinową wodoru oceniają na co najwyżej 35°K .

Powyższa ocena temperatury spinowej pozostaje słuszna tylko przy założeniu, że chmura wodoru jest dostatecznie gruba, aby być nieprzezroczystą dla promieniowania $\lambda=21 \text{ cm}$. Aby dać swym rozumowaniom

mocniejszą podstawę, autorowie starają się obliczyć grubość warstwy nieprzezroczystej. Rachunków autorzy nie podają, wspominają tylko, że w swych obliczeniach przyjęli gęstość wodoru 1 atom na 1 cm^3 , temperaturę spinową 35^0K oraz że oparli się na znajomości szerokości linii i na elemencie macierzowym, charakteryzującym prawdopodobieństwo przejścia. Jako wynik oszacowania otrzymali grubość warstwy nieprzezroczystej wynoszącą 900 lat świetlnych. Fakt, że oszacowana grubość jest znacznie mniejsza od wymiarów galaktyki, uważają autorowie za usprawiedliwienie przyjętego założenia nieprzezroczystości chmur wodoru.

Ewen i Purcell również komunikują, że przeprowadzili oszacowania prawdopodobieństwa różnych procesów, w których energia jest wymieniana między nadsubtelnymi poziomami a innymi zbiornikami energii w przestrzeniach międzygwiazdnych. Wymianę energii z polem elektromagnetycznym (łącznie z emisją spontaniczną) oraz wymianę przez zderzenia atomów między sobą uważają autorzy za główne procesy energetyczne. Z tych dwóch głównych dróg wymiany energii autorzy za drogę bardziej prawdopodobną uważają zderzenia, co prowadzi ich do wniosku, że temperatura kinetyczna wodoru jest nieco wyższa od spinowej. Czas relaksacji d'a przejścia z $F=1$ do $F=0$ przy uwzględnieniu różnych dróg wymiany oceniają autorzy na 10^5 lat.

Zdaniem autora możliwości dalszych badań radioastronomicznych, opartych na obserwacji linii $\lambda=21 \text{ cm}$, rozszerzyłyby się znacznie, gdyby grubość warstwy nieprzezroczystej chmur wodoru była dokładnie znana. Niestety, zagadnienie to nie zostało dotychczas opracowane doświadczalnie ani teoretycznie.

Literatura

1. G. Breit, J. J. Rabi, *Phys. Rev.*, **38**, 2082 (1931).
2. H. J. Ewen, E. M. Purcell, *Nature*, **168**, 356 (1951).
3. E. Fermi, *Zs. f. Phys.*, **60**, 320 (1930).
4. G. Joos, *Lehrbuch der theoretischen Physik*, 7 Aufl., Leipzig 1950, str. 589—90, 651—52.
5. Vand der Hulst, *Nederl. Tij. Natuurkunde*, **11**, 201 (1945).
6. J. E. Nafe, E. B. Nelson, *Phys. Rev.* **73**, 718 (1948).
7. E. B. Nelson, J. E. Nafe, *Phys. Rev.* **75**, 1194 (1949).
8. A. G. Prodell, P. Kusch — *Phys. Rev.*, **79**, 1009 (1950).
9. J. J. Rabi, J. M. B. Kellogg, J. R. Zacharias, *Phys. Rev.*, **46**, 157 (1934); *Phys. Rev.* **46**, 163 (1934).
10. A. Sommerfeld, *Atombau und Spektrallinien*, 5 Aufl., 1931, str. 58.
11. E. Wrede, *Zs. f. Phys.*, **41**, 569 (1927).
12. W. Zonn, *Postępy Fizyki*, **3**, 59 (1952).

Jan Łopuszański

Zakład Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego
im. Bolesława Bieruta

Teoria kaskadowa promieniowania kosmicznego

I. Podłużny rozwój kaskady

1. Wstęp

W niniejszym referacie podajemy zarys teorii kaskadowej promieniowania kosmicznego. Teoria ta służy jako model matematyczny obserwowanych doświadczalnie kaskad cząstek kosmicznych. Kaskady te wywołują się w atmosferze ziemskiej z cząstek pierwotnych o bardzo dużych energiach pochodzących spoza strefy atmosferycznej. Kaskady można też wywoływać w sposób sztuczny, ustawiając na drodze cząstek kosmicznych materiały o dużej gęstości, np. ołowiane płyty. Model matematyczny procesu lawinowego jest z konieczności uproszczony i wyidealizowany. W rzeczywistości proces ten jest bardzo złożony i jego przebieg nie jest do obecnej chwili w pełni wyjaśniony. Ten stan rzeczy spowodowany jest głównie statystycznym charakterem zjawiska, wielką różnorodnością występujących w nim rodzajów cząstek, jak również brakiem dostatecznie pewnych danych doświadczalnych i teoretycznych o przekrojach czynnych przy bardzo dużych energiach (np. o przekrojach dla zderzeń nukleon-nukleon lub nukleon-jądro). Schemat matematyczny nie oddaje wprawdzie dokładnie rzeczywistości, niemniej jednak uzyskane zeń wnioski mogą posłużyć do głębszego wniknięcia w mechanizm zderzeń wysokich energii i dokładniejszego zapoznania się z powstawaniem kaskad.

Schematycznie można kaskadę przedstawić w następujący sposób: Cząstki pierwotne (np. protony) o bardzo dużej energii zderzają się z jądrami atomów atmosfery. Przy zderzeniu cząstka padająca wywołuje reakcję jądrową, w wyniku której pewna liczba cząstek różnych typów opuszcza jądro (np. nukleony, mezony π^0 , π^+ , π^-). Przebieg reakcji jądrowej ma też charakter, po części przynajmniej, lawinowy. Wiele, spośród uzyskanych w wyniku reakcji jądrowej, cząstek posiada jeszcze bardzo znaczną energię. Proces zderzeń z jądrami atomów atmosfery powtarza się. Lawina rozwija się i narasta. Mezony π naładowane dają początek twardej składowej promieniowania rozpadając się na mezony μ ,

neutralne mezony π rozpadają się na fotony, a te zapoczątkowują kaskadę elektronowo-fotonową, tzn. miękką składową.

Taka kaskada nosi nazwę pęku rozległego lub wielkiego.

Teorię kaskadową można podzielić z grubsza na dwa działy, na dział dotyczący podłużnego rozwoju kaskady oraz na dział dotyczący przestrzennego rozwoju kaskady. Pierwszy dział rozwinął się wcześniej. W tym referacie zajmiemy się wyłącznie pierwszym działem. Drugiemu działowi poświęcimy osobny referat. Proces powstawania wielkiego pęku można w sztuczny sposób rozbić na częściowe procesy, fragmenty wielkiej kaskady. Ułatwia to pracę fizyka teoretyka. Wydzielamy w ten sposób kaskady nukleonowe, nukleonowo-mezonowe, elektronowo-fotonowe. Schemat matematyczny dla wszystkich tych typów kaskad jest w zasadzie ten sam, tylko przy pewnych typach występują komplikacje czysto rachunkowe. Aby nie zaciemniać konstrukcji matematycznej, wybierzmy najprostszy pod względem rachunkowym typ kaskady, a to kaskadę nukleonową w jednorodnym ośrodku, i na nim postaramy się prześledzić rozwój podłużny kaskady. Omówimy też w dużym skrócie inne typy kaskad, jak kaskadę nukleonową w niejednorodnym ośrodku oraz kaskadę elektronowo-fotonową. Terminy — kaskada nukleonowa itp. — wyjaśnimy bliżej w toku referatu.

2. Ogólne metody obliczania momentów statystycznych oraz funkcji rozkładu

Badania nad podłużnym rozwojem kaskady rozpoczęto od obliczania dla kaskady elektronowo-fotonowej średniej liczby cząstek i ich fluktuacji w zależności od głębokości absorbenta i energii cząstek. Spośród wielu prac na ten temat wymienimy te, które uważamy za najważniejsze, a to prace Landaua i Rumbera [1], Bhabhy i Heitlera [2], Tamma i Bieleńskiego [3, 4], Bhabhy i Chakrabartyego [5, 6] oraz Bhabhy [7].

Podobne wyliczenia dla kaskady nukleonowej zostały przeprowadzone przez Messela [8].

Należałoby podkreślić fundamentalne znaczenie pracy Landaua i Rumbera [1]. W pracy tej zostały podane podstawowe równania dyfuzyjne. Równania te zostały rozwiązane po raz pierwszy za pomocą transformacji Mellina (patrz Appendix). Od tego czasu metody rozwiązywania zagadnień kaskadowych za pomocą transformacji Mellina grają zasadniczą rolę w teorii kaskad. Znaczenie transformacji Mellina dla tej dziedziny pozostaje w ścisłym związku z potęgowym kształtem pierwotnego widma energetycznego

$$E^{-\gamma}, \quad \text{gdzie} \quad \gamma = \text{const (patrz Appendix).}$$

Dalszy etap badań nad podłużnym rozwojem kaskady stanowią badania nad wyższymi momentami statystycznymi dla kaskady elektronowo-fotonowej i nukleonowej. Można pokazać, że znając wszystkie momenty statystyczne możemy, przynajmniej w większości przypadków, wyznaczyć rozkład prawdopodobieństwa (trudność leży w tym, że momenty statystyczne tworzą ciąg rozbieżny). I na odwrót, znając rozkład możemy wyznaczyć momenty. Do wyznaczenia ich trzeba było znaleźć równania przez nie spełniane. Te równania najprościej było otrzymać z równań określających rozkład prawdopodobieństwa. Zajęto się więc nie tyle znalezieniem funkcji rozkładu, ile równaniami przez nią spełnionymi.

Określimy niektóre terminy, którymi będziemy się w dalszym ciągu posługiwać. Przez zmienną losową rozumiemy wielkość, która przebiega pewien zbiór wartości liczbowych. Każdej takiej wartości przypisana jest liczba nieujemna mniejsza od jedności, którą nazywamy prawdopodobieństwem (np. taki zbiór stanowią przy rzucie sześcienną kostką liczby od 1 do 6; jeśli kostka jest rzetelna, to każdej tej liczbie przypisane jest prawdopodobieństwo $1/6$). Prawdopodobieństwo jest zatem funkcją zmiennej losowej. Funkcję tę będziemy nazywać funkcją rozkładu prawdopodobieństwa lub też funkcją rozkładu.

Można rozróżnić dwa ujęcia problemu. Pierwsze — rolę zmiennej losowej gra liczba cząstek, oraz drugie — rolę zmiennych losowych grają położenia, energia lub pęd każdej cząstki z osobna, przy czym również liczba rozważanych cząstek jest zmienną losową. Po raz pierwszy oba ujęcia problemu zostały jasno sformułowane przez Bhabhę [7]. Pierwsze ujęcie jest wygodne jeśli mamy do czynienia z widmem całkowym. Teorię dla widma całkowego w takim ujęciu podał Jánossy [9]. Została ona następnie rozwinięta przez Jánossyego i Messela [10, 11, 12, 13, 14]. Zajmiemy się nią bliżej w dalszym ciągu. Teoria w drugim ujęciu została opracowana przez Messela oraz Potts'a [15, 16, 17, 18]. Jest ona wygodna w przypadku widma różniczkowego. Zajmiemy się nią bardziej szczegółowo po omówieniu teorii Jánossyego.

a) Teoria Jánossyego. Wyprowadzenie równań G

Za punkt wyjścia dla swojej teorii bierze Jánossy ciąg równań różniczkowo-całkowych dla funkcji rozkładu. Równania te są nieliniowe. Wyprowadzimy je dla najprostszego przypadku, tj. dla kaskady nukleonowej w jednorodnym ośrodku. Uogólnienie metody wyprowadzania na przypadki bardziej skomplikowane nie przedstawia trudności.

Kaskada nukleonowa w jednorodnym ośrodku może być np. realizowana wewnątrz jądra. Przyjmujemy, że jądro składa się z nukleonów rozłożonych przypadkowo wewnątrz kuli o promieniu jądra. Nukleony te mają energię o wiele mniejszą ($\sim 10^7$ eV) od energii nukleonów wystę-

pujących w kaskadzie (pierwotne cząstki posiadają energie $\sim 10^{13}$ — 10^{17} eV). Z chwilą zderzenia się nukleonu kosmicznego z jądrem rozpoczyna się kaskada wewnątrz jądra, przy czym do kaskady zaliczają się tylko te nukleony, które otrzymały w drodze zderzenia większą energię. Nukleony w jądrze przyjmujemy za spoczywające. Nie zawsze jednak model kaskady da się stosować do wnętrza jądra. Jak na to wskazuje Landau [19, 20], zależy to w dużym stopniu od stosunku, w jakim pozostają do siebie czas między oddziaływaniami τ_i i czas trwania aktu zderzenia τ_c . Jeśli zachodzi $\tau_c \ll \tau_i$, można stosować model kaskadowy. W przeciwnym przypadku, nie można poszczególnych zderzeń traktować jako niezależne. O tym, czy model kaskadowy można stosować, decyduje doświadczenie. Nadaje się on lepiej dla niższych energii.

Elementem dynamicznym w kaskadzie nukleonowej w jednorodnym ośrodku jest przekrój czynny na zderzenia nukleon-nukleon. Teoria statystyczna posługuje się przekrojem czynnym jako funkcją daną. Nie będziemy też bliżej wchodzić w teorię tej funkcji. Należy jednak koniecznie wymienić pewne jej własności, które mają istotne znaczenie dla samej teorii kaskad. Oznaczamy energię nukleonu przed zderzeniem przez E , energię nukleonów po zderzeniu przez E_1 i E_2 , zaś przekrój czynny na otrzymanie po zderzeniu nukleonów o energii E_1 , $E_1 + dE_1$ i E_2 , $E_2 + dE_2$, gdy przed zderzeniem był nukleon o energii E przez

$$w(E, E_1, E_2).$$

Przyjmujemy za Heitlerem i Jánossym [21], że

$$w(E, E_1, E_2) dE_1 dE_2 = w\left(\frac{E_1}{E}, \frac{E_2}{E}\right) \frac{dE_1 dE_2}{E^2}.$$

To założenie jednorodności względem energii początkowej i końcowej daje się dla dużych energii uzasadnić (patrz [21]). Należy podkreślić, że obliczenia teorii kaskadowej w małej mierze zależą od kształtu funkcji przyjętej na przekrój czynny. Zderzenie n - n nie jest elastyczne, wytwarza się bowiem przy tym jeden (koncepcja wielokrotnej generacji) lub też więcej (koncepcja wielorodnej generacji) mezonów π . Zachodzi natomiast

$$w(\varepsilon_1, \varepsilon_2) = 0 \quad \text{dla} \quad \varepsilon_1 + \varepsilon_2 > 1,$$

gdzie $\varepsilon_1 = E_1/E$ i $\varepsilon_2 = E_2/E$. Ze względu na nierozróżnialność cząstek będziemy mieli $w(\varepsilon_1, \varepsilon_2) = w(\varepsilon_2, \varepsilon_1)$. Przekrój czynny całkowity oznaczymy przez

$$a = \frac{1}{2} \int_0^1 \int_0^1 w(\varepsilon_1, \varepsilon_2) d\varepsilon_1 d\varepsilon_2.$$

α można też interpretować jako średnią liczbę zderzeń doznaných przez nukleon na jednostce drogi. Za jednostkę długości przyjmuje się zazwyczaj średnią drogę swobodną oddziaływania nukleonowego. Wtedy $\alpha=1$.

Określmy obecnie prawdopodobieństwo, że nukleon pierwotny o energii E_0 daje początek kaskadzie, która na głębokości x składa się z n nukleonów o energii $>E=\varepsilon E_0$ i dowolnej liczby nukleonów o energii $<\varepsilon E_0$. Funkcję opisującą to prawdopodobieństwo oznaczymy

$$\Phi(E_0, E, n, x) = \Phi(\varepsilon, n, x).$$

Zakładamy, że ośrodek w którym kaskada się rozwija jest jednorodny, o stałej gęstości. Zatem prawdopodobieństwo, że nukleon przeleci drogę $(x-\xi)$ bez zderzenia się z drugim nukleonem, będzie dane funkcją rozkładu poissonowskiego ze średnią wartością $\alpha(x-\xi)$ tzn.

$$e^{-\alpha(x-\xi)}. \quad (1)$$

Prawdopodobieństwo, że na odcinku $d\xi$ nastąpi zderzenie i że w jego wyniku powstaną dwa nukleony o energiach z przedziałów $\varepsilon'E_0, (\varepsilon'+d\varepsilon')E_0$ i $\varepsilon''E_0, (\varepsilon''+d\varepsilon'')E_0$ jest

$$w(\varepsilon', \varepsilon'') d\varepsilon' d\varepsilon'' d\xi. \quad (2)$$

Prawdopodobieństwo, że z tych dwu nukleonów powstanie na głębokości ξ kaskada złożona z n nukleonów jest

$$\sum_{n_1} \sum_{n_2} \Phi\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon'}, n_1, \xi\right) \Phi\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon''}, n_2, \xi\right); \quad n_1 + n_2 = n. \quad (3)$$

Stosując wzór na mnożenie prawdopodobieństw niezależnych zderzeń otrzymujemy z (1), (2), (3)

$$\Phi(\varepsilon, n, x) =$$

$$= \int_0^x e^{-\alpha(x-\xi)} d\xi \frac{1}{2} \int_0^1 \int_0^1 w(\varepsilon, \varepsilon'') d\varepsilon' d\varepsilon'' \sum_{n_1+n_2=n} \Phi\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon'}, n_1, \xi\right) \Phi\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon''}, n_2, \xi\right) + \quad (4a)$$

$$+ \{\delta_{1n}H(1-\varepsilon) + \delta_{0n}H(\varepsilon-1)\} e^{-\alpha x}, \quad (4b)$$

gdzie

$$H(s-r) = \begin{cases} 1 & r < s \\ 0 & r > s \end{cases} \text{ funkcja Heaviside'a.}$$

Wyrazy oznaczone przez (4a) określają nam prawdopodobieństwo generacji n cząstek w drodze zderzeń nukleon-nukleon. Do tego prawdopodobieństwa musimy dodać prawdopodobieństwo, że na głębokości x znajduje się tylko jedna cząstka, a to cząstka pierwotna, która na odcinku x

nie doznała żadnych zderzeń. To prawdopodobieństwo jest dane przez (4b). Wyraz ten musi być uwzględniony, jeśli mają być spełnione warunki brzegowe. Poza tym nie gra on istotnej roli i przy dalszych przekształceniach znika z rachunków.

Równania (4) stanowią podstawę teorii Jánossyego. Noszą one nazwę równań pierwszego zderzenia. Nazwa ta nie wymaga komentarzy (nazwę tę stosuje się też często do równań otrzymanych przez przekształcenie (4), patrz równanie (7)).

Wprowadzamy pomocniczą rachunkowo wielkość, tzw. funkcję tworzącą zdefiniowaną przez

$$G(\varepsilon, u, x) = \sum_{n=0}^{\infty} \Phi(\varepsilon, n, x) u^n. \quad (5)$$

Dla $0 \leq u \leq 1$ jest to funkcja analityczna, monotonicznie rosnąca wraz z rzeczywistym u od $\Phi(\varepsilon, 0, x)$ do jedności. Z jej pomocą możemy zebrać równania (4) dla różnych n w jedno równanie

$$G(\varepsilon, u, x) = \int_0^x e^{-a(x-\xi)} d\xi \cdot \frac{1}{2} \int_0^1 \int_0^1 w(\varepsilon', \varepsilon'') d\varepsilon' d\varepsilon'' \cdot G\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon'}, u, \xi\right) \cdot G\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon''}, u, \xi\right) + \{H(1-\varepsilon) + H(\varepsilon-1)u\} e^{-ax}. \quad (6)$$

Różniczkując to równanie obustronnie względem x otrzymamy

$$\frac{\partial G(\varepsilon, u, x)}{\partial x} + aG(\varepsilon, u, x) = \frac{1}{2} \int_0^1 \int_0^1 w(\varepsilon', \varepsilon'') \cdot G\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon'}, u, x\right) \cdot G\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon''}, u, x\right) d\varepsilon' \cdot d\varepsilon''. \quad (7)$$

To równanie nosi nazwę równania G Jánossyego. Jego rozwiązanie daje pośrednio funkcję rozkładu. Jest to równanie nieliniowe, różniczkowo-całkowe i z tego powodu jego rozwiązanie nastęrcza dość znaczne trudności.

Sposób wyprowadzenia tego równania narzuca już warunki brzegowe

$$\Phi(\varepsilon, n, 0) = \begin{cases} \delta_{1n} & \text{dla } \varepsilon \leq 1 \\ \delta_{0n} & \text{dla } \varepsilon > 1 \end{cases} \quad (8)$$

a więc

$$G(\varepsilon, u, 0) = \begin{cases} u & \text{dla } \varepsilon \leq 1 \\ 1 & \text{dla } \varepsilon > 1. \end{cases}$$

Według opinii samego twórcy tej teorii równania te nadają się raczej do obliczania momentów kaskady, aniżeli do wyznaczania samego rozkładu. Wprawdzie znajomość pierwszych paru momentów pozwala nam na dość dokładne opisanie i scharakteryzowanie funkcji rozkładu, niemniej jednak są praktycznie ważne przypadki, w których znajomość rozkładu jest nieodzowna (np. zasięg, krzywa przejścia). Skonstruowanie zaś rozkładu przy pomocy pierwszych niewielu momentów wymaga założeń co do kształtu tej funkcji.

b) Teoria Jánossyego. Obliczanie momentów rozkładu

Rozpatrzmy zagadnienie momentów na przykładzie kaskady nukleonowej w jednorodnym ośrodku.

Przez pierwszy moment rozkładu albo średnią wartość rozumiemy wielkość

$$\overline{N(\varepsilon, x)} = \sum_{n=0}^{\infty} n \Phi(\varepsilon, n, x).$$

Wzór ten podaje nam średnią liczbę nukleonów na głębokości x , które mają energię $> \varepsilon E_0$. Można też mniej ściśle powiedzieć, że funkcja ta jest proporcjonalna do prawdopodobieństwa warunkowego, że jeśli znajdziemy na głębokości x cząstkę, to będzie ona miała energię $> \varepsilon E_0$. Ten sposób interpretowania średniej jest często spotykany w fizyce (np. w fizyce statystycznej, w mechanice kwantowej). $\overline{N(\varepsilon, x)}$ nazywamy też energetycznym widmem całkowym. Można też rozpatrywać energetyczne widmo różniczkowe, które określa nam średnią gęstość cząstek o energii εE_0 na głębokości x ,

$$\overline{n(\varepsilon, E_0, x)} = -\frac{1}{E_0} \frac{\partial \overline{N(\varepsilon, x)}}{\partial \varepsilon}$$

$$\overline{N(\varepsilon, x)} = E_0 \int_{\varepsilon}^{\infty} \overline{n(\eta E_0, x)} d\eta.$$

Do konfrontacji z doświadczeniem bardziej nadaje się widmo całkowite, gdyż doświadczalnie mierzy się liczbę cząstek o energii większej od pewnej energii progowej.

Ważną rolę przy charakterystyce kaskady gra średnie kwadratowe odchylenie lub dyspersja

$$\sigma^2(\varepsilon, x) = \sum_{n=0}^{\infty} (n - \overline{N})^2 \Phi(\varepsilon, n, x).$$

Moment ten charakteryzuje nam fluktuację liczby cząstek, jest on jak gdyby miarą stabilności danego rozkładu, jego rozmycia.

Zdefiniujemy ogólnie m -ty moment rozkładu przez

$$\overline{N^m(\varepsilon, x)} = \sum_{n=0}^{\infty} n^m \Phi(\varepsilon, n, x) \quad m=0, 1, 2, \dots$$

Z drugiego i pierwszego momentu da się zbudować dyspersja

$$\sigma^2(\varepsilon, x) = \overline{N^2} - (\overline{N})^2.$$

Łatwo sprawdzić, że między momentami statystycznymi a funkcją tworzącą zachodzą następujące związki

$$\left\{ \frac{\partial^m G(\varepsilon, u, x)}{\partial (\ln u)^m} \right\}_{u=1} = \sum_{n=0}^{\infty} n^m \Phi = \overline{N^m(\varepsilon, x)},$$

$$\left\{ \frac{\partial^2 [\ln G(\varepsilon, u, x)]}{\partial (\ln u)^2} \right\}_{u=1} = \sigma^2(\varepsilon, x).$$

Obok wyżej zdefiniowanych momentów używa się też często tzw. momentów faktorialnych. Moment faktorialny m -tego rzędu definiujemy

$$F^{(m)}(\varepsilon, x) = \sum_{n=m}^{\infty} n(n-1) \dots (n-m+1) \Phi(\varepsilon, n, x).$$

Mamy tutaj następujące związki z funkcją tworzącą

$$\left\{ \frac{\partial^m G(\varepsilon, u, x)}{\partial u^m} \right\}_{u=1} = F^{(m)}(\varepsilon, x).$$

W dalszym ciągu referatu ograniczymy się do rozpatrzenia dwu pierwszych faktorialnych momentów, jak również dyspersji. Na wstępie tego rozdziału była mowa o pracach [1—8], które miały za zadanie wyznaczenie średniej liczby cząstek w kaskadzie i fluktuacji ich liczby. Dotyczyły one wprawdzie prawie wyłącznie kaskad elektronowo-fotonowych, schemat matematyczny nie różnił się jednak od schematu, który podamy poniżej dla kaskady nukleonowej w jednorodnym ośrodku.

Znajdziemy najpierw równanie, z którego \overline{N} da się wyznaczyć. Powróćmy do równania G i jego warunków początkowych, danych przez (7) i (8). Różniczkując je stronami względem u i kładąc $u=1$ otrzymamy tzw. równanie dyfuzyjne dla średniej wartości

$$\frac{\partial \overline{N(\varepsilon, x)}}{\partial x} + a \overline{N(\varepsilon, x)} = \int_0^1 w(\varepsilon') \overline{N\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon'}, x\right)} d\varepsilon' \quad (9)$$

z warunkami brzegowymi

$$\overline{N(\varepsilon, 0)} = \begin{cases} 1 & \text{dla } \varepsilon \leq 1 \\ 0 & \text{dla } \varepsilon > 1, \end{cases} \quad (10)$$

gdzie $w(\varepsilon') = \int_0^1 w(\varepsilon', \varepsilon'') d\varepsilon''$. Równanie (9) jest równaniem liniowym w odroźnieniu od wyjściowego równania G. Odnosi się ono do widma całkowego. Podobne równania otrzymali bez posługiwania się równaniem G Landau i Rumer [1], Bhabha i Chakrabarty [5] i in. dla widma różniczkowego.

Równanie (9) rozwiązujemy przy pomocy transformacji Mellina (patrz Appendix)

$$\overline{N_s(x)} = \int_0^1 \varepsilon^{(s-1)} \overline{N(\varepsilon, x)} d\varepsilon \quad (11)$$

$$\overline{N(\varepsilon, x)} = \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} \varepsilon^{-s} \overline{N_s(x)} ds.$$

Rozwiązanie brzmi

$$\overline{N(\varepsilon, x)} = \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} \frac{\varepsilon^{-s}}{s} e^{-(\alpha-w_s)x} ds,$$

gdzie $w_s = \int_0^1 \varepsilon^s w(\varepsilon) d\varepsilon$.

Aby obliczyć całkę w tym wyrażeniu i otrzymać numeryczne wyniki, trzeba założyć konkretny kształt funkcji na przekrój czynny. Dokładne obliczenie całki jest bardzo trudne. Dlatego do jej oszacowania używa się zwykle metod przybliżonych, np. metody punktu siodłowego. Ze względu na brak miejsca nie możemy tutaj omówić tej metody i odesłamy czytelnika do podręczników z metod aproksymacyjnych lub zastosowań teorii funkcji analitycznych. Szczegółowe rachunki tą metodą dla widma całkowego zostały wykonane przez Messela [11]. Przybliżona postać dla średniej liczby nukleonów jest

$$\overline{N(\varepsilon, x)} = \frac{e^{-\psi(r_0)}}{\sqrt{-2\pi\psi''(r_0)}},$$

gdzie

$$\psi(r) = r \ln \varepsilon + \ln r + (\alpha - w_r) x \quad \psi''(r) = \frac{d^2\psi}{dr^2},$$

r_0 oznacza punkt siodłowy wyznaczony z warunku $\frac{d\psi}{dr}(r_0) = 0$.

Różniczkując równanie (7) i (8) dwa razy stronami względem u i kładąc $u=1$ otrzymamy równanie dyfuzyjne i warunki brzegowe dla drugiego momentu faktorialnego. Równanie to jest też liniowe, o lewej stronie identycznego kształtu z (9), ale niejednorodne. Rozwiązuje się je też za pomocą transformacji Mellina. Na rozwiązanie otrzymujemy

$$F^{(2)}(\varepsilon, x) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma_0 - i\infty}^{\sigma_0 + i\infty} ds e^{-s} \int_0^x e^{-(\alpha-w_s)(x-\xi)} R_s(\xi) d\xi,$$

gdzie $R_s(\xi)$ oznacza transformację Mellina prawej strony równania. Znaczenie fizyczne posiada jednak nie drugi moment faktorialny, ale dyspersja σ_2 . Po pewnych przekształceniach otrzymujemy

$$\sigma^2 = B(r_0, r_0) \{ \bar{N}^2 + \bar{N} \}$$

$$B(r, s) = \frac{1 - e^{(\alpha - w_r - w_s + w_{r+s})x}}{1 + e^{(\alpha - w_r - w_s + w_{r+s})x}} \left\{ \frac{w_{rs}}{\alpha - w_{r+s} + w_r + w_s} - 1 \right\},$$

gdzie

$$w_{rs} = \int_0^1 \int_0^1 e^{r\varepsilon' + s\varepsilon''} w(\varepsilon', \varepsilon'') d\varepsilon' d\varepsilon''.$$

Jak już było powiedziane wcześniej, wyznaczenie samej funkcji rozkładu $\Phi(\varepsilon, n, x)$ napotyka na trudności. Aproxymować ją można przyjmując na funkcję rozkładu jakiś standartowy rozkład, np. Poissona lub Polyi. Rozkład Polyi, który z powodzeniem jest stosowany w biologii przy zagadnieniach związanych z rozmnażaniem się bakterii, zdaje się najlepiej nadawać do zagadnień kaskadowych.

Z uwagi na to, że jest on mniej znany i używany od rozkładu Poissona, poświęćmy mu parę słów. Podamy jego definicję. Jeśli przez $P(n)$ oznaczyć prawdopodobieństwo napotkania n cząstek, to

$$P(0) = (1 + b\bar{N})^{-\frac{1}{b}}$$

$$P(n) = \left(\frac{\bar{N}}{1 + b\bar{N}} \right)^n \frac{1(1+b) \dots (1+(n-1)b)}{n!} P(0) \quad \text{dla } n > 0,$$

gdzie \bar{N} oznacza średnią liczbę cząstek, zaś b wiąże się z dyspersją wzorem

$$b = \frac{\sigma^2 - \bar{N}}{\bar{N}^2} = \frac{\sigma^2 - \sigma_p^2}{\bar{N}^2},$$

gdzie σ_p^2 oznacza dyspersję rozkładu Poissona. Widać stąd, że b określa odchylenie dyspersji względnej tego rozkładu od dyspersji względnej

rozkładu Poissona. Jeśli dyspersje obu układów pokrywają się, to mamy $\sigma^2 - \sigma_p^2 = 0$, a więc $b = 0$. Stąd

$$P(0) = \lim_{b \rightarrow 0} (1 + b\bar{N})^{-\frac{1}{b}} = e^{-\bar{N}}$$

$$P(n) = P(0) \frac{(\bar{N})^n}{n!} = e^{-\bar{N}} \frac{(\bar{N})^n}{n!},$$

czyli otrzymujemy rozkład Poissona. Rozkład Polyi obejmuje zatem rozkład Poissona jako szczególny przypadek ($b = 0$).

Jeśli przyjąć za \bar{N} i σ^2 funkcje na średnią liczbę cząstek i na fluktuację liczby cząstek, obliczone z teorii kaskad

$$\bar{N} = \bar{N}(\varepsilon, x) \quad \text{i} \quad \sigma^2 = \sigma^2(\varepsilon, x),$$

to wtedy zarówno b , jak i $P(n)$ są funkcjami energii ε i głębokości x .

O ile rozkład Poissona scharakteryzowany jest tylko przez jeden parametr (średnią liczbę cząstek), o tyle rozkład Polyi scharakteryzowany jest przez dwa parametry (średnią liczbę cząstek i dyspersję). Obliczenia dla rozkładu Polyi dla kaskady elektronowo-fotonowej zostały przeprowadzone przez Messela [12].

Dotychczasowe obliczenia dotyczyły jednorodnej materii nieograniczonej przestrzennie. Rzeczywiste jednak jądra mają rozmiary skończone, co należałoby uwzględnić w rachunku. Możemy w przybliżeniu przyjąć, że są to kule o promieniu $\frac{1}{2} d_A$, gdzie A wskazuje ciężar atomowy. Aby to uwzględnić, obliczymy prawdopodobieństwo, że kaskada przejdzie w jądrze drogę x . Jest ono równe stosunkowi powierzchni pola $2\pi dl$, gdzie $l^2 = \left(\frac{1}{2} d_A\right)^2 - \left(\frac{1}{2} x\right)^2$, do powierzchni

$$\pi \left(\frac{d_A}{2}\right)^2, \quad \text{zatem} \quad \frac{2x dx}{d_A^2}.$$

Stąd prawdopodobieństwo, że nukleon o energii E_0 da po przejściu przez jądro o średnicy d_A kaskadę z n nukleonów o energii $> \varepsilon E_0$ jest

$$w(\varepsilon, n) = \int_0^{d_A} \frac{2x dx}{d_A^2} \Phi(\varepsilon, n, x).$$

c) Teoria Messela i Potts'a. Obliczenie funkcji rozkładu

Przejdziemy teraz do omówienia metody rozwiązywania problemu kaskadowego Messela i Potts'a [15, 16, 17, 18]. Opiera się ona na

równaniach podanych przez Bhabhę [7] dla elektronowo-fotonowej kaskady. W odróżnieniu od równania G są to równania liniowe, co stanowi duże ułatwienie przy obliczeniach.

Metodę tę zilustrujemy znowu na przykładzie kaskady nukleonowej w jednorodnym ośrodku. Oznaczmy przez

$$\Phi_n(\varepsilon_1, \dots, \varepsilon_n, x) d\varepsilon_1 \dots d\varepsilon_n$$

prawdopodobieństwo znalezienia n nukleonów o energiach $(\varepsilon_i, \varepsilon_i + d\varepsilon_i)$ E_0 $i=1, 2, \dots, n$ na głębokości x , jeśli cząstka pierwotna miała energię E_0 . Z uwagi na nierozróżnialność cząstek funkcje Φ_n są symetryczne w zmiennych ε_i .

Φ_n spełniają równania dyfuzyjne

$$\frac{\partial \Phi_n(\varepsilon_i, x)}{\partial x} = -an\Phi_n(\varepsilon_i, x) + \quad (12a)$$

$$\frac{1}{2} \sum_{k \neq i} \int_0^1 \frac{d\varepsilon}{\varepsilon^2} \Phi_{n-1}(\varepsilon_1, \dots, \varepsilon_k, \varepsilon_i, \varepsilon, x) w\left(\frac{\varepsilon_k}{\varepsilon}, \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon}\right), \quad (12b)$$

gdzie ε_k oznacza, że tę zmienną należy wypuścić z zespołu zmiennych ε_i tzn. że dana funkcja od tej zmiennej nie zależy. Wyrażenie (12a) określa ubytek prawdopodobieństwa na danej głębokości na jednostkę drogi, zaś (12b) przyrost prawdopodobieństwa na tej samej głębokości na jednostkę drogi. Dochodzą jeszcze warunki brzegowe

$$\Phi_n(\varepsilon_i, 0) = \begin{cases} 0 & \text{dla } n \neq 1 \\ \delta(1 - \varepsilon) & \text{dla } n = 1 \end{cases}$$

(12) można nazwać w odróżnieniu od równań Jánossyego równaniami ostatniego zderzenia. Należy zwrócić uwagę na fakt, że nie da się napisać takich równań dla funkcji $\Phi(\varepsilon, n, x)$. Natomiast napisanie równań G dla funkcji $\Phi_n(\varepsilon_1, \dots, \varepsilon_n, x)$ nie przedstawia trudności.

Przekrój czynny $w(\varepsilon', \varepsilon'')$ nie zależy od x . Ta jednorodność zderzeń względem głębokości powoduje, że w równaniach (12) możemy posłużyć się metodą separacji zmiennych, tzn. odseparować x od $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \dots, \varepsilon_n$,

$$\Phi_n(\varepsilon_1, \dots, \varepsilon_n, x) = f_n(x) A_n(\varepsilon_1, \dots, \varepsilon_n).$$

Prawdopodobieństwo napotkania dokładnie n cząstek na głębokości x dane jest przez

$$f_n(x) = \begin{cases} e^{-ax}(1 - e^{-ax})^{n-1} & \text{dla } n \geq 1 \\ 0 & \text{dla } n = 0. \end{cases}$$

Natomiast

$$A_n(\varepsilon_1, \dots, \varepsilon_n) d\varepsilon_1 \dots d\varepsilon_n$$

wyraża nam prawdopodobieństwo warunkowe, że jeśli mamy n nukleonów, to będą one miały kolejne energie $(\varepsilon_i, \varepsilon_i + d\varepsilon_i) E_0, i = 1, \dots, n$.

Równania (12) rozwiązujemy za pomocą transformacji Mellina, oznaczmy przez L_n

$$L_n = \left(\frac{1}{2\pi i} \right)^n \int_{\sigma_1 - i\infty}^{\sigma_1 + i\infty} ds_1 \varepsilon^{-(s_1+1)} \dots \int_{\sigma_n - i\infty}^{\sigma_n + i\infty} ds_n \varepsilon^{-(s_n+1)},$$

to mamy

$$\Phi_n(\varepsilon_1 \dots \varepsilon_n, x) = f_n(x) L_n M_n(s_1, \dots, s_n).$$

M_n wyraża się przy tym jako szereg, złożony z różnego typu iloczynów wyrażenia $w(s_1, s_2)$ branego dla różnych zmiennych s i ich sum. Funkcje Φ_n nie nadają się bezpośrednio do celów praktycznych. Można jednak poprzez wykonanie pewnych całkowań po ε_i otrzymać z nich rozkład $\Phi(\varepsilon, n, x)$, który można w zasadzie doświadczalnie wyznaczyć. Niestety obliczenie funkcji Φ_n jest technicznie niewykonalne. Rozwiązanie ma jedynie wartość teoretyczną.

d) Teoria Messela i Potts'a. Obliczenie momentów

Zajmiemy się teraz wyznaczeniem momentów faktorialnych inną metodą, niż była podana w rozdziale 2b. W tym celu wprowadzimy funkcje

$$C_n(\varepsilon_1, \dots, \varepsilon_n, x) d\varepsilon_1 \dots d\varepsilon_n$$

określające prawdopodobieństwo, że na głębokości x w przedziałach energii $\varepsilon_i, \varepsilon_i + d\varepsilon_i) E_0$ znajduje się przynajmniej po jednym nukleonie (i dowolna liczba nukleonów poza tymi przedziałami).

C_n można wyznaczyć rozwiązując równania dyfuzyjne

$$\frac{\partial C_1}{\partial x} = \int_0^1 \frac{\partial \varepsilon'}{\varepsilon'} C_1(\varepsilon', x) w\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon'}\right) \quad (13a)$$

$$- a C_1 \quad (13b)$$

$$\frac{\partial C_n}{\partial x} = \int_0^1 \frac{d\varepsilon}{\varepsilon} \sum_{l=1}^n C_n(\varepsilon_1, \dots, \varepsilon_{l-1}, \underline{\varepsilon}_l, \varepsilon, x) w\left(\frac{\varepsilon_l}{\varepsilon}\right) +$$

$$+ \frac{1}{2} \int_0^1 \frac{d\varepsilon}{\varepsilon^2} \sum_{k \neq l} C_{n-1}(\varepsilon_1, \dots, \varepsilon_{n-2}, \underline{\varepsilon}_k, \underline{\varepsilon}_l, \varepsilon, x) w\left(\frac{\varepsilon_k}{\varepsilon}, \frac{\varepsilon_l}{\varepsilon}\right) \quad (13c)$$

$$- n a C_n \quad \text{dla } n > 1 \quad (13d)$$

Objaśnimy znaczenie wyrazów po prawej stronie. Równania (13) wyrażają pewien bilans prawdopodobieństw odnośnie do liczby i energii cząstek. Zmiana prawdopodobieństwa C_n na grubości dx jest wywołana przez zachodzące w kaskadzie zderzenia, które prowadzą do powstania cząstek o energii $(\varepsilon_i, \varepsilon_i + d\varepsilon_i)$ (13a, c) i przez zderzenia, które prowadzą do zniknięcia cząstek o tychże energiach (13b, d).

Równania te rozwiązuje się podobnie jak i inne za pomocą transformacji Mellina przy warunkach brzegowych

$$\begin{aligned} C_0 &= 1 \\ C_1(\varepsilon, 0) &= \delta(1 - \varepsilon) \\ C_n(\varepsilon_1, \dots, \varepsilon_n, 0) &= 0 \quad \text{dla } n > 1. \end{aligned} \quad (14)$$

Funkcje C_n , przynajmniej dla niezbyt dużych n , dadzą się sprowadzić do takiej postaci, że można przeprowadzić numeryczne wylączenia.

Podamy teraz związki, jakie zachodzą między funkcjami C_n a momentami faktorialnymi funkcji $\Phi(\varepsilon, n, x)$. M -ty faktorialny moment da się wyrazić za pomocą C_n

$$F^{(m)}(\varepsilon, x) = \int_{\varepsilon}^1 d\varepsilon_1 \dots \int_{\varepsilon}^1 d\varepsilon_m C_m(\varepsilon_1, \dots, \varepsilon_m, x).$$

Wzór ten pozwala w drodze całkowania otrzymywać z funkcji częściowego rozkładu C_n dowolne momenty dla widma całkowego.

Tak wygląda w zarysie metoda Jánossyego oraz Messela i Potts'a podana na przykładzie kaskady nukleonowej w jednorodnym ośrodku.

e) Obliczenie funkcji rozkładu i momentów statystycznych dla nukleonowej kaskady w niejednorodnym ośrodku oraz dla kaskady elektronowo-fotonowej

Przejdziemy obecnie do omówienia innych typów kaskad i uogólnimy otrzymane wyniki na przypadek kaskady nukleonowej w ośrodku niejednorodnym i kaskady elektronowo-fotonowej. Tę ostatnią rozpatrzemy w dwu wariantach, a to bez uwzględnienia strat na jonizację oraz z uwzględnieniem strat na jonizację.

W przypadku kaskady nukleonowej w ośrodku niejednorodnym, w absorbcencie (np. w atmosferze lub w ołowiu), elementem dynamicznym jest przekrój czynny na zderzenie jądro-nukleon. Przy zderzeniu takim może wylecieć z jądra większa liczba nukleonów. Wyrażenie na przekrój wzięć można z jakiejś niekaskadowej teorii zderzeń wysokich energii (np. Fermiego, Landaua, Heisenberga) albo też z teorii kaskadowej w jednorodnym ośrodku jądrowym z uwzględnieniem skończonych rozmiarów jądra. Jeśli zaakceptujemy tę ostatnią teorię, to przekrój czynny na n nukleonów o energiach $(\varepsilon_i, \varepsilon_i + d\varepsilon_i) E_0, i=1, 2, \dots, n$ otrzymamy

z funkcji Messela i Potts'a $\Phi_n(\varepsilon_1, \dots, \varepsilon_n, x) d\varepsilon_1 \dots d\varepsilon_n$ średniując ją po rozmiarach jądra (patrz zakończenie rozdziału 2b)

$$w_n(\varepsilon_1, \dots, \varepsilon_n) = \int_0^{d_A} \frac{2x dx}{d_A^2} \Phi_n(\varepsilon_1, \dots, \varepsilon_n, x).$$

Całkowity przekrój czynny na otrzymanie n nukleonów oznaczmy przez

$$a_n = \frac{1}{n!} \int_0^1 \dots \int_0^1 \underset{(n)}{d\varepsilon_1 \dots d\varepsilon_n} w_n(\varepsilon_1, \dots, \varepsilon_n).$$

Mamy też

$$a = \sum_{n=0}^{\infty} a_n.$$

W tym przypadku otrzymamy równanie G w postaci

$$\frac{\partial G(\varepsilon, u, x)}{\partial x} + aG(\varepsilon, u, x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \int_0^1 \dots \int_0^1 \underset{(n)}{d\varepsilon_1 \dots d\varepsilon_n} w_n(\varepsilon_1, \dots, \varepsilon_n) \prod_{i=1}^n G\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_i}, u, x\right)$$

z warunkami brzegowymi (8).

Momenty obliczamy w analogiczny sposób jak w przypadku kaskady nukleonowej w jednorodnym ośrodku. Różniczkujemy odpowiednią ilość razy równanie G względem u i kładziemy $u=1$. Otrzymane równania na momenty faktorialne są identyczne — pomijawszy wyrażenia na przekroje czynne — z równaniami w przypadku jednorodnym. Obliczenia numeryczne zostały wykonane przez J á n o s s y e g o i M e s s e l a [14].

Przy omówieniu kaskady elektronowo-fotonowej należy rozróżnić dwa przypadki, a to przybliżenie, w którym zaniedbujemy straty energetyczne, związane z jonizacją, oraz przybliżenie, w którym straty na jonizację są uwzględniane. Pierwsze nosi nazwę przybliżenia A i stosuje się dla energii większych od tzw. energii krytycznej (patrz niżej), drugie nazywamy przybliżeniem B i stosuje się dla energii porównywalnych z energią krytyczną (należy zauważyć, że również w kaskadzie nukleonowej można rozpatrywać przypadki A i B , biorąc pod uwagę straty jonizacyjne protonów (patrz np. M e s s e l [8]). Co się tyczy zjawiska Comptona, to nie jest ono w naszych rozważaniach uwzględnione.

Dla kaskady elektronowo-fotonowej w przybliżeniu A , tzn. dla ultra-relatywistycznych energii, główną rolę grają dwa elementy dynamiczne, przekroje czynne na promieniowanie hamowania i na tworzenie par. Pierwszy z nich, który oznaczmy przez

$$w^{(1)}(E, \varepsilon E) E d\varepsilon,$$

daje średnią liczbę zderzeń elektronu o energii E z polem atomów ośrodka na jednostkę drogi, przy których zostaje wypromieniowany foton o energii εE . Drugi z nich

$$w^{(2)}(E, \varepsilon E) E d\varepsilon$$

daje średnią liczbę tworzenia par negaton-pozyton w polu atomu, przy czym jeden z elektronów otrzymuje energię εE . W obu przypadkach zderzenia są elastyczne. Na przekroje czynne używa się wyrażen podanych przez Heitlera i Bethego [22]. W ultrarelatywistycznym przybliżeniu, jakie nas tutaj interesuje, wzory Heitlera i Bethego upraszczają się (pełne ekranowanie, słuszne dla energii > 30 MeV dla ołowiu, dla energii > 70 MeV dla powietrza), $w^{(i)}$ są wtedy jednorodnymi funkcjami energii padającej i wylatującej cząstki

$$w^{(i)}(E, \varepsilon E) E d\varepsilon = w^{(i)}(\varepsilon) d\varepsilon.$$

Mamy

$$\alpha^{(i)} = \int_0^1 w^{(i)}(\varepsilon) d\varepsilon.$$

Z uwagi na występowanie w kaskadzie dwu rodzajów cząstek — elektronów i fotonów (pozytonów od negatonów nie rozróżniamy) — wprowadzamy dwie funkcje

$$\Phi^{(i)}(\varepsilon, n_1, n_2, x) \quad i=1, 2,$$

w których pierwsza ($i=1$) określa nam prawdopodobieństwo znalezienia na głębokości x , n_1 elektronów i n_2 fotonów o energii $> \varepsilon E_0$, pochodzących od pierwotnego elektronu, druga ($i=2$) — pochodzących od pierwotnego fotonu. Wskaźnik $i=1$ odnosi się do elektronu, $i=2$ do fotonu. Zgodnie z dzisiejszym stanem wiedzy o kaskadach należałoby zarzucić termin — pierwotny elektron lub foton — i mówić raczej o pierwotnym neutralnym mezonie π . Dopóki jednak kaskada elektronowo-fotonowa rozpatrywana jest w oderwaniu od całości wielkiego pęku i nie jest weń włączona jako jego fragment, dopóty rodzaj cząstki pierwotnej nie odgrywa roli. Energia εE_0 reprezentuje nam energię progową aparatury rejestrującej. Głębokość x mierzy się zwykle w jednostkach kaskadowych promieniowania (jednostka kaskadowa promieniowania = droga na której energia elektronu maleje średnio do e -tej części =

$$\left\{ \frac{4NZ^2}{137} r_0^2 \ln \left(183 Z^{-\frac{1}{3}} \right) \right\}^{-1},$$

gdzie N — liczba atomów w cm^3 , Z — liczba atomowa ośrodka, r_0 — klasyczny promień elektronu).

Równania G w tym przypadku mają kształt

$$\frac{\partial G^{(i)}(\varepsilon, u, x)}{\partial x} + a^{(i)} G^{(i)}(\varepsilon, u, x) = \int_0^1 w^{(i)}(\varepsilon') d\varepsilon' G^{(i-1)}\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon'}, u, x\right) G^{(1)}\left(\frac{\varepsilon}{1-\varepsilon'}, u, x\right) \quad i=1, 2, \quad (15)$$

gdzie

$$G^{(i)}(\varepsilon, u, x) = \sum_{n_1} \sum_{n_2} \Phi(\varepsilon, n_1, n_2, x) u_1^{n_1} u_2^{n_2} \quad u = (u_1, u_2).$$

Mamy warunki brzegowe

$$G^{(i)}(\varepsilon, u, 0) = \begin{cases} u_i & \text{dla } \varepsilon \leq 1 \\ 1 & \text{dla } \varepsilon > 1. \end{cases} \quad (16)$$

Obliczenia pierwszych i drugich momentów (innymi zajmować się nie będziemy) przebiegają podobnie jak w przypadku kaskady nukleonowej, choć nie tak prosto. Mamy tutaj aż cztery pierwsze momenty

$$\overline{N^{(i,k)}} = \sum_{n_1} \sum_{n_2} n_k \Phi^{(i)}(\varepsilon, n_1, n_2, x) \quad i, k = 1, 2,$$

gdzie pierwszy wskaźnik (i) oznacza rodzaj cząstki pierwotnej, drugi (k) — rodzaj cząstek, których średnią liczbę określa dana funkcja. Drugie zaś momenty faktorialne tworzą dwuwymiarowy tensor 3 rzędu.

$$F^{(2)(i,k,l)} = \sum_{n_1} \sum_{n_2} n_k n_l \Phi^{(i)}(\varepsilon, n_1, n_2, x); \quad i, k, l = 1, 2.$$

Funkcje, dla których $k=l$, charakteryzują nam fluktuację liczby cząstek danego rodzaju, rozmycie rozkładu, podczas gdy funkcje, dla których $k \neq l$, określają korelację między składową elektronową i fotonową, ich wzajemne związki i oddziaływania (patrz dyskusja wyników rozdz. 3).

Równania dla pierwszych i drugich momentów otrzymujemy różniczkując równania (15) i (16) obustronnie raz lub dwa razy resp. względem u_1 i u_2 kładąc $u_1 = u_2 = 1$. Podobne równania zostały podane za pomocą innych metod wcześniej przez Scotta i Uhlenbecka, Bhabhę i Ramakrishnana. Równania te rozwiązujemy również za pomocą transformacji Mellina i rozwiązania szacujemy metodą punktu siodłowego. Rozwiązanie ma kształt

$$N^{(i,k)}(\varepsilon, x) = \sum_{\nu=1}^2 \exp\{-\psi_{\nu}^{(i,k)}(s_{\nu})\} \frac{1}{\sqrt{-2\pi\psi_{\nu}^{(i,k)''}(s_{\nu})}}; \quad \psi_{\nu}^{(i,k)''} = \frac{d^2\psi_{\nu}^{(i,k)}}{ds^2} \quad (17)$$

$$\psi_v^{(ik)}(s) = s \ln \varepsilon + \lambda_v(s) x + \ln s - \ln M_v^{(ik)}(s);$$

$$\frac{d\psi_v^{(ik)}}{ds}(s_v) = 0.$$

Ponieważ dla rzeczywistych $s > 0$ jest $\lambda_2 \gg 1$, zaś dla $0 \leq s \leq 1$ zachodzi — $0 \leq \lambda_1 \leq 0$, dla $1 \leq s \leq \infty$ zachodzi $0 \leq \lambda_1 \leq 7/9$, więc dla wzrastających x można wyraz drugi w rozwiązaniu zaniedbać wobec pierwszego. Szczegółowe obliczenia pierwszych momentów dla widma różniczkowego, obarczone błędem nie przekraczającym 5%, zostały wykonane przez Bhabhę i Chakrabartyego [5] oraz w formie tablic przez Jánosyego i Messela [23], dla widma całkowego przez Jánosyego i Messela [10].

Rozpatrzmy teraz przybliżenie B, tzn. przypadek, gdy są uwzględnione straty na jonizację. Energię krytyczną, dla której tracą na znaczeniu promieniowanie hamowania i tworzenie par, a zaczyna grać rolę jonizacja, definiujemy jako energię, przy której straty wskutek zderzeń są równe stratom na promieniowanie. Można też powiedzieć, że przyjmujemy za energię krytyczną taką energię, która jest równa w przybliżeniu stratom jonizacyjnym na jednostkę promieniowania. Wielkość ta jest bowiem w przybliżeniu stała. Oznaczmy ją przez β . Wynosi ona np. dla ołowiu około 6,9, zaś dla powietrza 103 MeV. Należy zaznaczyć, że elektrony o energii $< 1 \text{ MeV} \sim 2$ energie spoczynkowe elektronu uważamy za zahamowane.

Posługujemy się w dalszym ciągu uproszczonymi przekrojami ultra-relatywistycznymi, chociaż dla niższych energii prowadzi to do błędu. Uzasadniamy to tym, że błąd wywołany uproszczeniami jest znacznie mniejszy niżli błąd wywołany przez zaniedbanie strat jonizacyjnych. Z uwagi na straty jonizacyjne funkcja rozkładu $\Phi^{(i)}$ przestaje być jednorodną funkcją energii początkowej i progowej.

Równania G mają postać

$$\frac{\partial G^{(i)}}{\partial x} + a^{(i)} G^{(i)} + \beta \delta_{i1} \frac{\partial G^{(i)}}{\partial E_0} = \int_0^{E_0} \frac{dE'}{E_0} w^{(i)} \left(\frac{E'}{E_0} \right) \cdot G^{(1)}(E', E, u, x) G^{(3-i)}(E_0 - E', E, u, x). \quad (18)$$

Warunki brzegowe dane są przez (16).

Z równań (18) otrzymujemy w znany sposób równania na pierwsze i drugie momenty faktorialne. Rozwiązanie otrzymujemy w postaci bardzo wolno zbieżnych szeregów. Aby uzbieźnić te szeregi, stosujemy metodę podaną przez Bhabhę i Chakrabartyego [5, 6] i Ramakrishnan'a. Metoda ta została podana w związku z obliczeniami pierwszego

momentu dla kaskady elektronowo-fotonowej dla różniczkowego widma energetycznego przy uwzględnieniu jonizacji. Myśl metody jest następująca. Równania dyfuzyjne rozwiązujemy zwykle za pomocą transformacji Mellina, przy czym związek między transformatą a transformantą jest następujący

$$\overline{N(E_0, E, \beta, x)} = \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma_0 - i\infty}^{\sigma_0 + i\infty} ds \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-s} \overline{N_s(E_0, \beta, x)}.$$

Otóż Bhabha i Chakrabarty wprowadzili jak gdyby zniekształconą transformację Mellina

$$\overline{N(E_0, E, \beta, x)} = \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma_0 - i\infty}^{\sigma_0 + i\infty} ds \left\{ \frac{E + \beta g(s, x)}{E_0} \right\}^{-s} \overline{N_s(E_0, \beta, x)},$$

gdzie g jest nieznaną funkcją spełniającą pewne równanie różniczkowe. Okazuje się, że dla $x \ll 1$ jednostki kaskad $g \sim x$, zaś dla $x > 1$ $g \sim 1$, czyli całe widmo energetyczne jest przesunięte ku mniejszym energiom. To przesunięcie energii powoduje dla $E < \beta$, tzn. dla przedziału energii, gdzie jonizacja zaczyna grać dużą rolę, spłaszczenie widma. O ile w przybliżeniu A dla $E \rightarrow 0$ średnia liczba cząstek dążyła do ∞ , o tyle teraz otrzymujemy skończoną liczbę cząstek. Dzięki zastosowaniu tej *quasi-mellinowskiej* transformacji otrzymujemy wynik w postaci bardzo dobrze zbieżnego szeregu. Bardzo dobre przybliżenie daje już zerowy wyraz, nawet dla $E < \beta$ (zawodzi dla $E \ll \beta$, ale wtedy zawodzi też przybliżone wzory na przekroje czynne).

Na zakończenie przeglądu metod teoretycznych, stosowanych przy badaniu podłużnego rozwoju kaskad kosmicznych, należałoby poświęcić parę słów modelowi pęku wielkiego, podanemu ostatnio przez Messela i Potts'a [24]. Obejmuje on w jednym schemacie matematycznym całą różnorodność procesów rozmnażania, zachodzących w promieniowaniu kosmicznym, biorąc pod uwagę wszystkie rodzaje cząstek. Omówimy ten model jednak w drugiej części naszego referatu w związku z teorią przestrzennego rozwoju kaskady.

3. Dyskusja wyników

Uzupełnimy nasze rozważania dyskusją wyników.

Jak już było powiedziane, nie udało się dotychczas uzyskać numerycznych danych dotyczących rozkładu z powodu olbrzymich trudności rachunkowych. Numerycznie opracowane zostały pierwsze i drugie momenty faktorialne zarówno dla kaskady nukleonowej, jak i elektronowo-fotonowej.

Zajmiemy się najpierw kaskadą elektronowo-fotonową, widmem różniczkowym w przybliżeniu A. Transformata Mellina widma różniczkowego ma kształt

$$\overline{n_s^{(ik)}(x)} = \int_0^1 \varepsilon^s \overline{n^{(ik)}(\varepsilon, x)}.$$

Widać stąd, że $n_1^{(ik)}(x)$ jest równe średniej energii przypadającej na dany typ cząstek. Z ustępu następującego po wzorze (17) wiemy, że $\lambda_1(1) = 0$. Z wzoru (17) można odczytać, że

$$\overline{n_s^{(ik)}(x)} = \sum_{\nu=1}^2 m_\nu^{(ik)}(s) \exp\{-\lambda_\nu(s)x\}.$$

Z prawa zachowania energii mamy

$$\sum_{k=1}^2 n_1^{(ik)}(x) = \text{const},$$

albo

$$m_1^{(i1)}(1) + m_1^{(i2)}(1) + \{m_2^{(i1)}(1) + m_2^{(i2)}(1)\} e^{-\lambda_2(1)x} = \text{const}.$$

Zachodzi więc

$$m_2^{(i1)}(1) + m_2^{(i2)}(1) = 0.$$

Oznacza to, że wyrazy zawierające $m_2^{(i1)}(1)$, $m_2^{(i2)}(1)$ pełnią rolę „regulatorów“ w stosunku do obu składowych, elektronowej i fotonowej, przeciwdziałają powstawaniu stanu niestacjonarnego, odległego od równowagi. Dla głębokości $x > \{\lambda_2(1)\}^{-1} = 1$ jedn. kask. wyrazy eksponencjonalne można pominąć. Wtedy energie niesione przez elektrony i fotony są

$$m_1^{(i1)}(1) \text{ i } m_1^{(i2)}(1) \text{ resp.}$$

Są one stałe, ich wzajemny stosunek równy jest 9/7. Oznacza to, że na głębokości $x > \{\lambda_2(1)\}^{-1} \sim 9/16$ ustala się stan równowagi energetycznej między dwoma składowymi, niezależny od warunków początkowych. Jeśli uwzględnić straty na jonizację, to wtedy występuje dysypacja energii. Można pokazać, że w końcu cała energia kaskady zostanie pochłonięta przez jonizację.

Zajmiemy się teraz widmem całkowym kaskady elektronowo-fotonowej. Weźmy pod uwagę występujące we wzorze (17) funkcje $\psi_1^{(ik)}$. Jedynym składnikiem sumy w funkcjach $\psi_1^{(ik)}$ zależnym od x jest $\lambda_1(s_1)x$. Zatem jeśli $\lambda_1(s_1) < 0$, to liczba cząstek w kaskadzie wzrasta nieograniczenie z głębokością, zaś gdy $\lambda_1(s_0) > 0$, to liczba ta maleje do zera. Sensowne fizycznie są tylko takie kaskady, przy których liczba cząstek o energii $> \varepsilon E_0$ z początku wzrasta, następnie zaś maleje do zera ze wzrostem głę-

bokości. W miejscu przełomu, gdzie rozwój ustępuje miejsca wymieraniu mamy

$$\lambda_1(s_1) = 1,$$

czyli $s_1 = 1$. Warunek metody punktu siodłowego $\frac{d\Psi_1^{(ik)}(s_1)}{ds_1} = 0$ daje związek między energią ε , głębokością x i parametrem s_1 . Kładąc $s_1 = 1$ otrzymujemy stąd związek między x i ε . Związek ten określa nam na jakiej głębokości x wypadnie maximum kaskady, jeśli energia progowa aparatury wynosi εE_0 . Oznaczając tę wartość x przez $x_{max}^{(ik)}(\varepsilon)$, mamy dla składowej elektronowej zapoczątkowanej przez elektron

$$x_{max}^{(11)}(\varepsilon) = -1,01 \ln \varepsilon - 1,57 \quad \text{jedn. kaskad.}$$

Wstawiając wartości $s_1 = 1$, $x = x_{max}^{(11)}(\varepsilon)$ do wzoru na $N^{(11)}$ otrzymamy

$$N_{max}^{(11)} = 0,137 \frac{1}{\varepsilon} \{- \ln \varepsilon - 1,31\}^{-\frac{1}{2}}.$$

Dla $N^{(21)}$ przebieg średniej w zależności od ε i x będzie taki sam, tylko maximum będzie przesunięte o 0,82 jedn. kaskad. Dla $N^{(12)}$ przebiegi są tego samego kształtu tylko przesunięte względem poprzednio wymienionych o jednostkę kaskadową resp.

Wyliczenia powyższe są obarczone dwoma błędami, a to stosowaniem uproszczonych wyrażeń na przekroje czynne i zaniedbywaniem strat jonizacyjnych. Pierwszy błąd jest mały w porównaniu z drugim. Wpływ „tarcia“ elektronów o atomy daje się bardzo silnie odczuć dla dużych głębokości, leżących poza maximum kaskady, oraz dla małych energii początkowych.

Dla nukleonów w jednorodnym ośrodku obliczenia pierwszych momentów przebiegają podobnie, a wyniki ujęte w formie krzywych pokrywają się jakościowo z wynikami otrzymanymi dla kaskady elektronowo-fotonowej. I tutaj popełniamy błędy związane z brakiem danych co do przekroju czynnego i zaniedbywaniem strat jonizacyjnych (należy zauważyć, że energia spoczynkowa nukleonu wynosi ~ 1 GeV, a więc nukleony o energii rzędu GeV uważamy za zahamowane). Przy nukleonowej kaskadzie pojawia się jeszcze inne źródło błędów. W kaskadzie nie uwzględniamy nukleonów, które mogły uzyskać energię w wyniku zderzenia mezon π — nukleon lub ogólniej mezon π — jądro. Zakładamy w naszych rachunkach milcząco, że mezony π nie są jądrowo czynne. Założenie takie nie jest uzasadnione, jeśli się zważy, że mezony π mają przekroje czynne na zderzenie z nukleonem rzędu przekroju geometrycznego.

Przejdźmy do omówienia drugich momentów kaskady elektronowo-fotonowej. Já n o s s y i M e s s e l [11] badali funkcje

$$F^{(2)(ikl)} - \bar{N}^{(ik)} N^{(il)}. \quad (19)$$

Dla rozkładu poissonowskiego funkcje te znikają. Okazuje się, że funkcje (19) wykazują odstępstwa od rozkładu Poissona. W miejscu, gdzie pierwsze momenty wykazują maximum, funkcje (19) wykazują minimum. Dla $k=l$ znikają one, natomiast dla mniejszych i większych głębokości są dosyć duże. Zjawisko to można wytłumaczyć w następujący sposób. Najważniejszym źródłem fluktuacji są pierwsze zderzenia. Jeśli cząstce pierwotnej uda się przebyć dość dużą drogę bez zderzenia, to kaskada przez nią wywołana będzie przesunięta ku większym głębokościom. Jeśli natomiast zderzenie cząstki pierwotnej nastąpi na początku drogi, to kaskada taka jest przesunięta ku mniejszym głębokościom. Já n o s s y i M e s s e l nazywają to — fluktuacjami efektywnej głębokości. Stąd duże fluktuacje przed i za miejscem maximum. W miejscu maximum panuje stan równowagi i dlatego fluktuacje są normalne, tzn. takie, jak gdyby cząstki były od siebie niezależne. Na dużych głębokościach, tam gdzie $N^{(ik)} \ll 1$, odchylenie kwadratowe jest $\sim \bar{N}^{(ik)}$, a więc bardzo duże. Dowodzi to, że prawdopodobieństwo znalezienia jednej cząstki na dużej głębokości jest tego samego rzędu, co znalezienie dwu lub nawet paru cząstek. Ten ogon kaskady nie może pochodzić od małoenergetycznych, wałęsających się niezależnie od siebie cząstek, ale jest wywołany przez pojawienie się energetycznych cząstek, które „wysforowały się“ przed tronem kaskady i zapoczątkowały na tak dużych głębokościach kaskadę. Dla $k \neq l$ funkcje (19) są miarą korelacji między elektronami i fotonami. Dla głębokości przed i za maximum, z wyjątkiem bardzo małych głębokości i dużych εE_0 , funkcje korelacyjne są dodatnie. W okolicy maximum są bliskie zera i ujemne lub zerują się. Dla bardzo małych głębokości i dla dużych εE_0 są one ujemne. Zjawisko to łatwo wytłumaczyć na gruncie tego, co było powiedziane o fluktuacjach efektywnej głębokości. Gdy funkcja korelacyjna jest dodatnia, oznacza to, że zarówno elektrony, jak i fotony wykazują fluktuację w tym samym kierunku. Jeśli funkcja jest ujemna, to oznacza to z kolei, że fluktuacje są skierowane przeciwnie. Mówiliśmy już, że na małych i dużych głębokościach główną przyczyną fluktuacji są cząstki energetyczne, które bardzo wcześnie lub bardzo późno zapoczątkowały kaskadę. Cząstki powstające w takiej „nadzwyczajnej“ kaskadzie są jak zwykle ze sobą skorelowane, obecność elektronów sprzyja obecności fotonów i na odwrót. Dla maximum kaskady panuje stan równowagi, stąd brak korelacji. Na małych głębokościach ujemną korelację wywołuje to, że stan początkowy kaskady (np. jeden pierwotny elektron) jest zwykle bardzo daleki od stanu równowagi, a zatem wyrazy „regulujące“ (patrz str. 114 w połowie) pracują usilnie, aby ten stan anormalny usunąć. Wyrazy „regulujące“ są największe dla małych x . W końcu dla dużych ε , np. dla $\varepsilon > \frac{1}{2}$, obecność jednego elek-

tronu w kaskadzie wyklucza obecność jakiegokolwiek innej cząstki z uwagi na zachowanie energii. Stąd ujemna korelacja.

Okazuje się, że w przypadku kaskady nukleonowej w jednorodnym ośrodku jakościowe zachowanie się drugiego momentu jest bardzo podobne do zachowania się drugich momentów kaskady elektronowo-fotonowej. Stąd wniosek, że kształt fluktuacji — fluktuacji efektywnej głębokości — nie zależy od kształtu przekroju czynnego, a jest typowy dla procesów kaskadowych o przekrojach czynnych, będących jednorodnymi funkcjami energii, i o wielorodności dwa. Łączy się to też z tym, że fluktuacje dadzą się wyrazić przez kombinację pierwszych momentów.

Dla niejednorodnego ośrodka maximum kaskady nukleonowej pokrywa się z maximum kaskady w jednorodnym ośrodku. Natomiast na większych głębokościach liczba cząstek w niejednorodnym ośrodku jest większa. Wynika to prawdopodobnie stąd, że w jednym akcie zderzenia z jądrem może „powstać“ więcej niż jeden nukleon. Fluktuacje przed maximum są większe dla niejednorodnego ośrodka, co się wiąże ze spadkiem liczby niezależnych zderzeń.

Appendix o transformacji Mellina

Podamy definicję transformacji Mellina. Rozpatrzmy funkcje $f(s)$ zmiennej zespolonej $s = \sigma + i\tau$ (gdzie σ i τ są rzeczywiste). Niech funkcja nasza będzie regularna w przedziale $\alpha < \sigma < \beta$ i tamże

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(\sigma + i\tau) d\tau = \text{conv.}$$

Poza tym żądamy, aby funkcja $f(s) \rightarrow 0$ dla $\tau \rightarrow \pm\infty$ w węższym pasie $\alpha + \delta \leq \sigma \leq \beta - \delta$ (dla $\delta > 0$). Określmy dla rzeczywistych x funkcję

$$g(x) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma - i\infty}^{\sigma + i\infty} ds x^{-s} f(s). \quad (1A)$$

Wtedy zachodzi

$$f(s) = \int_0^{\infty} x^{s-1} g(x) dx. \quad (2A)$$

Wzory (1A) i (2A) określają nam transformację Mellina.

Transformacja Mellina jest transformacją całkową tak jak transformacja Laplace'a lub Fouriera. Przez podstawienie

$$x = e^{-z}; \quad g(e^{-z}) = \bar{g}(z); \quad f(s) = \bar{f}(s)$$

otrzymujemy z (1A) i (2A)

$$\bar{g}(z) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} ds e^{zs} \bar{f}(s)$$

$$\bar{f}(s) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-zs} \bar{g}(z) dz,$$

a więc bilateralną transformację Laplace'a. Zaś przez podstawienie

$$x = e^{-z}; \quad \sigma = 0 \text{ (tzn. } s = i\tau); \quad g(e^{-z}) = \gamma(z); \quad f(s) = \varphi(\tau)$$

otrzymujemy z (1A) i (2A)

$$\gamma(z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{iz\tau} \varphi(\tau) d\tau$$

$$\varphi(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-iz\tau} \gamma(z) dz,$$

a więc transformację Fouriera.

Transformacja Mellina posiada szereg cennych własności, które wykorzystuje się przy rozwiązywaniu różnych zagadnień matematycznych. Podamy tutaj przykładowo dwie ważne własności transformacji Mellina i ich zastosowanie przy rozwiązywaniu równania na pierwszy moment kaskady nukleonowej. Jeśli mamy dwie funkcje $g_1(x)$ i $g_2(x)$, których transformaty oznaczmy przez $f_1(s)$ i $f_2(s)$, to

$$g_1(x) + g_2(x) \tag{3A}$$

przechodzi przy transformacji w

$$f_1(s) + f_2(s), \tag{4A}$$

zaś

$$\int_0^{\infty} g_1\left(\frac{x}{\xi}\right) g_2(\xi) \frac{d\xi}{\xi} \tag{5A}$$

przechodzi w

$$\int_0^{\infty} dx x^{s-1} \int_0^{\infty} g_1\left(\frac{x}{\xi}\right) g_2(\xi) \frac{d\xi}{\xi} = \int_0^{\infty} d\xi g_2(\xi) \xi^{s-1} \tag{6A}$$

$$\int_0^{\infty} \frac{dx}{\xi} \left(\frac{x}{\xi}\right)^{s-1} g_1\left(\frac{x}{\xi}\right) = f_2(s) f_1(s).$$

Zastosujemy związki (3A—6A) w przypadku równania na średnią liczbę cząstek w kaskadzie nukleonowej. Równanie to jest dane przez (9)

$$\frac{\overline{\partial N(\varepsilon, x)}}{\partial x} + a\overline{N(\varepsilon, x)} = \int_0^{\infty} d\varepsilon' w(\varepsilon') \overline{N\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon'} x\right)}. \quad (9)$$

W równaniu tym położyliśmy górną granicę całki ∞ zamiast 1, co można zawsze zrobić z uwagi na $w(\varepsilon') = 0$ dla $\varepsilon' > 1$. Transformatę Mellina funkcji $\overline{N(\varepsilon', x)}$ podaliśmy w równaniu (11)

$$\overline{N_s(x)} = \int_0^{\infty} \varepsilon^{s-1} \overline{N(\varepsilon, x)} d\varepsilon.$$

Przetransformujemy związki (9). Do przetransformowania lewej strony użytkujemy związki (3A) i (4A). Prawa strona ma kształt dany przez 5A), gdzie zmienne ξ i x zastąpiono przez ε' i ε resp., a $g_1\left(\frac{x}{\xi}\right)$ — przez $\overline{N\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon'}, x\right)}$, zaś $\frac{1}{\xi} g_2(\xi)$ — przez $w(\varepsilon')$. Mamy więc przetransformowane równanie w postaci

$$\frac{\overline{\partial N_s(x)}}{\partial x} + aN_s(x) = w_s \overline{N_s(x)};$$

gdzie $w_s = \int_0^{\infty} \varepsilon'^s w(\varepsilon') d\varepsilon'$. Jest to liniowe równanie różniczkowe pierwszego rzędu. Metoda rozwiązywania jest dobrze znana,

$$\overline{N_s(x)} = \overline{N_s(0)} e^{-(a-w_s)x}$$

$\overline{N_s(0)}$ wyznaczamy z warunków początkowych (10)

$$\overline{N(\varepsilon, 0)} = \begin{cases} 1 & \text{dla } \varepsilon \leq 1 \\ 0 & \text{dla } \varepsilon > 1 \end{cases}.$$

Stąd

$$\overline{N_s(0)} = \int_0^{\infty} \varepsilon^{s-1} \overline{N(\varepsilon, 0)} d\varepsilon = \frac{1}{s}.$$

A więc

$$\overline{N_s(x)} = \frac{1}{s} e^{-(a-w_s)x}$$

i ostatecznie

$$\overline{N(\varepsilon, x)} = \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma-1-i\infty}^{\sigma+i\infty} ds \frac{\varepsilon^{-s}}{s} e^{-(a-w_s)x} \quad \text{dla } \sigma > 0.$$

Pokażemy jeszcze, że nie tylko transformacie ale również i transformacie Mellina można nadać sens fizyczny. Widmo pierwotne promieniowania nukleonowego przyjmuje się w postaci

$$P(E_0) = \begin{cases} A \frac{dE_0}{E_0^{\gamma+1}} & \text{dla } E_0 > E_c \\ 0 & \text{dla } E_0 < E_c \end{cases},$$

gdzie E_c oznacza „energię obcinania“ pola magnetycznego ziemskiego (dla Europy $3 \cdot 10^9$ eV), $\gamma \sim 1,5$, zaś A oznacza stałą normowania. Wtedy średnia liczba cząstek o energii $> E > E_c$ na głębokości x wynosi

$$\begin{aligned} \int_E^\infty N\left(\frac{E}{E_0}, x\right) \gamma E^\gamma \frac{dE_0}{E_0^{\gamma+1}} &= \gamma \int_0^1 N(\varepsilon, x) \varepsilon^{\gamma-1} d\varepsilon = \\ &= \overline{\gamma N(x)}, \text{ gdzie położono } A = \gamma E^\gamma. \end{aligned}$$

Zatem średnia liczba cząstek wyraża się przez transformatę od wartości zmiennej równej γ .

Literatura

1. L. Landau, G. Rumer, Proc. Roy. Soc., **A 166**, 213 (1938).
2. H. J. Bhabha, W. Heitler, Proc. Roy. Soc., **A 169**, 432 (1937).
3. I. Tamm, S. Bieleńkij, J. Phys. USSR **1**, 177 (1939).
4. I. Tamm, S. Bieleńkij, Phys. Rev. **70**, 660 (1946).
5. H. J. Bhabha, S. K. Chakrabarty, Proc. Roy. Soc. **A 181**, 267 (1943).
6. H. J. Bhabha, S. K. Chakrabarty, Phys. Rev. **74**, 1352 (1948).
7. H. J. Bhabha, Proc. Roy. Soc. **A 202**, 301 (1950).
8. H. Messel, Phys. Rev. **83**, 21, 26 (1951).
9. L. Jánossy, Proc. Phys. Soc. **A 63**, 241 (1950).
10. L. Jánossy, H. Messel, Proc. Phys. Soc. **A 63**, 1101 (1950).
11. H. Messel, Proc. Roy. Irish Acad., **A 54**, 125 (1951).
12. H. Messel, Proc. Phys. Soc. **A 64**, 807 (1951).
13. L. Jánossy, Proc. Roy. Irish Acad. **A 53**, 181 (1950).
14. L. Jánossy, H. Messel, Proc. Roy. Irish Acad., **A 54**, 245 (1951).
15. H. Messel, Proc. Phys. Soc. **A 65**, 465 (1952).
16. H. Messel, R. B. Potts, Proc. Phys. Soc. **A 65**, 473, 854 (1952).
17. H. Messel, R. B. Potts, Phys. Rev. **86**, 847 (1952).
18. H. Messel, R. B. Potts, Phys. Rev. **87**, 759 (1952).
19. Л. Ляндау, Изв. А. Н. СССР., **17**, 51 (1953).
20. И. Розентал, Д. Чернавский, У. Ф. Н., **52**, 185 (1954).
21. W. Heitler, L. Jánossy, Proc. Phys. Soc., **A 62**, 374, 669 (1949).
22. W. Heitler, H. Bethe, Proc. Roy. Soc., **A 146**, 83 (1934).
23. L. Jánossy, H. Messel, Proc. Roy. Irish Acad., **A 54**, 15 (1951).
24. H. Messel, R. B. Potts, Nuovo Cim. **10**, 754 (1953).

W sprawie popularyzacji fizyki

Pragnę zagaić dyskusję nad popularyzacją fizyki. Oto parę wstępnych przesłanek i tez.

1. Dużo i coraz więcej wydaje się u nas książek popularno-naukowych. Popularyzacja obejmuje coraz bardziej rozległe dziedziny nauki oraz coraz liczniejsze i różnorodniejsze grono odbiorców, począwszy od członków Polskiej Akademii Nauk a skończywszy na młodzieży odległych wsi.

2. Z faktu różnorodności dziedzin popularyzowanych oraz z silnego zróżnicowania poziomu i charakteru grup odbiorców wynikają pierwsze zagadnienia natury ogólnej:

- a) Czy wszystkie nauki należy popularyzować w ten sam zasadniczo sposób, czy też każdą naukę zupełnie inaczej?
- b) Jak popularyzować w zależności od poziomu czytelnika, dla którego przeznaczamy popularyzację.

Z tym łączy się kardynalny problem wstępny, dotyczący każdej popularyzacji:

I. Jakie jest minimum poziomu, poniżej którego popularyzacja jest bezsensowna, gdyż wskutek niskiego poziomu czytelnika zbyt duża powstanie rozbieżność między obrazem, jaki sobie wytworzy czytelnik, a tym, co jest w rzeczywistości.

3. Ani zagadnień a) i b), ani problemu I nie sprecyzujemy dostatecznie, dopóki nie postawimy należyście i nie rozwiążemy bodaj wstępnie problemu najbardziej podstawowego, a mianowicie:

II. Jaki jest cel popularyzacji w ogóle, a cel popularyzacji fizyki w szczególności?

A więc na przykład, czy po to należy popularyzować fizykę, aby zwerbować w ten sposób kandydatów na studia i zwiększyć przez to kadry fizyków, czy też po to, aby więcej było amatorów fizyków, którzy przecież nieraz przyczyniają się do rozwoju fizyki (np. odkrycie przez amatorów

krótkofalowców fal długości około 1 m, wysyłanych przez gwiazdy), czy też po to, aby ludzie znali coś niecoś z fizyki i stosowali te wiadomości w życiu prywatnym i w pracy zawodowej; czy też po to, aby ludzie podziwiali piękno praw i zjawisk, by wiedzieli o tych niezwykłych i niewidzialnych i niewyobrażalnych światach i w ten sposób zaspokajali swoje potrzeby intelektualne; czy też po to, aby dać ludziom podstawy do wytworzenia sobie (lub przyjęcia z zewnątrz) „przyrodniczego“, „naukowego“, „materialistycznego“ poglądu na świat; czy też po to, aby społeczeństwo zrozumiało, czym jest nauka, by zrozumiało, jak odrębną od wszelkich innych prac jest praca naukowa, by nabrało pozytywnego stosunku do nauki i z kolei ułatwiało jej rozwój*, by zrozumiało rolę, jaką nauka już odgrywa i w przyszłości odegrać może w życiu ludzkości. Oto kilka możliwych celów popularyzacji, podanych w wielkim skrócie. Wyraźnie wiadać, że sprawa nie jest prosta ani łatwa. Widać również, że kryteria oceny jakości popularyzacji zależą od obranego celu.

4. Nie mając wyraźnie sprecyzowanego celu popularyzacji możemy pomimo to próbować szukać cech dobrej popularyzacji, a to dlatego, że milcząco zakłada się jakiś mniej lub bardziej określony cel. I dopiero przy precyzowaniu cech i warunków dobrej popularyzacji cel jej będzie się stawał bardziej określony, z drugiej zaś strony w miarę precyzowania celu wyraźniejsze się staną cechy i warunki dobrej popularyzacji.

Naszkiecowana tu droga, którą można by nazwać indukcyjną, „empiryczną“, jest chyba na łamach *Postępów Fizyki* najbardziej wskazana.

5. W ostatnim punkcie wstępnej dyskusji należałoby zdać sobie sprawę z osobliwości fizyki jako nauki, wynikać stąd bowiem mogą osobliwości w popularyzacji. Na przykład to, że fizyka używa najczęściej pojęć niezwykłych, nowych, że jej język najbardziej z języków wszystkich nauk realnych odbiegł od języka zwyczajnego, przednaukowego, co z kolei doprowadza do wyrażania praw fizyki jak i szukania nowych za pomocą matematyki — ta osobliwość na pewno musi być wzięta pod uwagę przy dobrej popularyzacji.

Albo taka osobliwość, jak istnienie całych działów fizyki nie podlegających modelowemu przedstawieniu, nie mieszczących się w zwykłych naszych wyobrażeniach o świecie i jego prawach, też stanowić powinna osobliwość w popularyzacji.

A więc do wstępnej dyskusji nad popularyzacją fizyki mamy następujące zagadnienia:

* Tyczą się to też urzędników wszelkich kategorii, którzy jakże często swym urzędniczym brakiem zrozumienia utrudniają pracę naukową.

O popularyzacji w ogóle i o popularyzacji fizyki w szczególności

Jak niektórzy sądzą, Helmholtz był ostatnim uczonym, który ogarniał całokształt fizyki swych czasów. Obecnie specjalizacja posunęła się tak daleko, że zazwyczaj fizyk zna zupełnie dokładnie mały odcinek swej dziedziny, o postępach w innych działach fizyki pragnie być poinformowany w ogólnych zarysach. Dotyczy to, rozumie się, również innych nauk. Fizjolog, który zajmuje się układem nerwowym, nie może czytać czasopism specjalnych z dziedziny chemii fizjologicznej. Zoolog, który uprawia anatomie porównawczą kręgowców nie zna najnowszych badań nad pierwotniakami. Podobnie — w matematyce, w mikrobiologii itd.

Specjalizacja jest złem koniecznym. Jest jednak złem, z którym walczymy, gdyż zbytne zacieśnienie horyzontu umysłowego wyjaławia, prowadzi w pracy badawczej do ślepych uliczek, do nic nie znaczących przyczynków.

Z powyższych przesłanek wynika, że nawet naukowcy, stanowiący elitę inteligencji, powinni mieć do swej dyspozycji przynajmniej dwa rodzaje wydawnictw: te, które informują o postępach w dziedzinie należącej do zakresu ich specjalności, oraz czasopisma, które by ich zaznajamiała z nowymi zdobyczami na całym obszarze nauk przyrodniczych. Popularyzacja na tym najwyższym szczeblu polegałaby na omawianiu tylko rzeczy najbardziej istotnych, na kreśleniu biegu myśli naukowej jedynie w głównych liniach, na podawaniu dobrze wybranego materiału faktów i danych doświadczenia. Powinny być pominięte szczegółowe wyprowadzenia wzorów, dalej — dane eksperymentalne, interesujące jedynie specjalistów; byłaby też zbędna długa litania nazwisk dla czytelnika obojętnych. Rozumie się, sytuacja jest odmienna, gdy chodzi nie o czasopisma informujące, lecz dające syntetyczne ujęcie zagadnień ludziom, którzy pracują lub zamierzają pracować naukowo w jakiejś wybranej dziedzinie. Mam tu na myśli takie na przykład wydawnictwa jak *Reviews of Modern Physics*. Choć *Postępy Fizyki* w ostatnich czasach dają artykuły o charakterze znacznie mniej specjalnym, niż to czyniły

dawniej, to jednak nie sędzę, by można było twierdzić, że są „czasopismem poświęconym upowszechnianiu wiedzy fizycznej“.

Co się tyczy naszych pism popularnonaukowych (*Problemy, Wszechświat*), ma się wrażenie, że redakcje ich zbyt mało okazują inicjatywy w wyborze tematów, poprzestając przede wszystkim na materiale nadsyłanym przez autorów. Poza tym poziom artykułów w pismach tych jest dość nierówny.

Z tych krótkich uwag, dotyczących tylko wyższego poziomu popularyzacji, widzimy, że sprawa nie jest tak prosta, jak o tym na ogół mniemają ludzie wędrujący po szczytach nauki. Jeżeli znów zwrócimy uwagę na to, jak skomplikowanym tworem jest społeczeństwo nowoczesne, a dalej, jak wielką rolę gra dziś nauka w życiu, jakie ma olbrzymie znaczenie ekonomiczne, nie mówiąc już o wpływie na poglądy filozoficzne, dostrzeżemy łatwo, że nie jest rzeczą możliwą, a nawet pożądaną, poddać zagadnienie popularyzacji nauki szczegółowej analizie i dokonać schematycznej klasyfikacji wszelkich możliwych przypadków. Poszlibyśmy tu drogą tak miłą sercu każdego biurokraty, który widzi ideał w tym, żeby ująć w drobniuszkie rubryki wszystkie niezmiernie różnorodne przejawy życia społecznego. Rząd nasz zwalcza biurokrację. Jeden z niedawnych okólników Ministerstwa Szkolnictwa Wyższego przewiduje nawet nagrody dla osób, które wyróżniły się na polu walki z biurokratycznymi metodami pracy. Niemniej tak w ministerstwach, jak i w urzędach mamy jeszcze spory zastęp biurokratów starego typu. Łatwo sobie wyobrazić, co by się stało, gdyby ci ludzie wzięli w swe ręce popularyzację nauki. Prawdopodobnie założyliby osobne teczki dla popularyzatorów. Każdy w ankiecie 32-stronicowej musiałby podać wykaz nie tylko tych rzeczy, które już ogłosił, lecz i tych, które zamierza napisać w ciągu najbliższego dziesięciolecia, podając liczbę stronic, ilość ilustracji kreskowych i siatkowych, a dalej — książki już wydane i jeszcze nie wydane, które zamierza przeczytać. Biurokraci dostrzegliby niewątpliwie, że dotychczasowy system dwu ocen jest wadliwy. Przecież należałoby uzgodnić tekst z referatami co najmniej pięciu zainteresowanych ministerstw. Autor byłby więc obowiązany do składania redakcjom wydawnictw popularnonaukowych nie 5, lecz 25 maszynopisów (oczywiście — wszystko na koszt autora!); w ostatecznym rozrachunku zostawałoby mu jednak przeszło 20% umówionego honorarium.

Interesujący artykuł P. J. Ostrowskiego, poświęcony zagadnieniu popularyzacji, jest niewątpliwie bardzo pożyteczny, gdyż zmusza do zastanowienia się nad różnymi problemami, które wiążą się z omawianą sprawą. Jak już zaznaczyłem wyżej, szczegółowe roztrząsanie rodzajów popularyzacji jak również jej celów, które są i muszą być najrozmaitsze, wydaje mi się zbędne. P. J. Ostrowski przeczył pewien

społeczny nader ważny rodzaj systematycznej popularyzacji, mianowicie — podręczniki szkolne. Już one dają odpowiedź na pytanie, jak daleko w dół może sięgać popularyzacja fizyki. Uczniowie szkół podstawowych uczą się fizyki po raz pierwszy w klasie 5, gdy jako tako opanują arytmetykę. To samo dotyczy dorosłych. Niżej podpisany bywał obecny na bardzo ciekawych doświadczalnie prowadzonych wykładach dla robotników; większość słuchaczy znała tylko podstawowe działania arytmetyczne na niezbyt wielkich liczbach całkowitych. A jednak widać było po twarzach i po zapytaniach, że biorą żywy, bezpośredni udział w prelekcji.

Podręczniki szkół zawodowych pokazują, jak można i należy przystosowywać treść nauczania do potrzeb praktycznych. Niemożliwe są tu wskazania ogólne. Niepodobiestwem byłoby też zakreślić granicę górną popularyzacji. Jest pewne, że zupełnie abstrakcyjne teorie, zwłaszcza o charakterze matematycznym, nie nadają się do upowszechnienia.

Jedno też jest niewątpliwe, autor książek i artykułów przeznaczonych dla nie-specjalistów powinien umieć dokonać wyboru materiału naukowego i orientować się w psychice swych czytelników. Jeżeli jest nieudolny i nieinteligentny, żadne rady i wskazówki nie pomogą.

S. Ziemecki

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Sesja Naukowa Polskiej Akademii Nauk poświęcona pamięci Marii Skłodowskiej-Curie

6 października rozpoczęły się w Pałacu Staszica w Warszawie dwudniowe obrady uroczystej sesji naukowej PAN, poświęconej pamięci Marii Skłodowskiej-Curie. Sesję zorganizował Komitet Honorowy Obchodu ku czci Marii Skłodowskiej-Curie oraz Prezydium Polskiej Akademii Nauk dla uczczenia 20 rocznicy śmierci wielkiej polskiej uczzonej.

W obradach uczestniczyli najwybitniejsi polscy fizycy, chemicy i lekarze. Obradom przewodniczył Prezes Polskiej Akademii Nauk prof. dr Jan Dembowski. W Prezydium sesji zasiadli: v-prezesa PAN — prof. dr W. Wierzbicki, prof. dr W. Sierpiński, sekretarz naukowy PAN prof. dr St. Żółkiewski, członek prezydium PAN, v-przewodniczący Światowej Rady Pokoju prof. dr L. Infeld oraz przewodniczący Komitetu Nauk Medycznych PAN prof. dr L. Paszkiewicz.

W drugim dniu obrad na sesję przybyła Irena Joliot-Curie wraz z przewodniczącą Światowej Demokratycznej Federacji Kobiet, E. Cotton.

Wśród gości zagranicznych uczonych radzieckich reprezentował członek korespondent AN ZSRR prof. K. Czmutow oraz doktor nauk matematyczno-fizycznych W. Baranow. Przedstawicielami Instytutu Fizyki Chińskiej Akademii Nauk byli: prof. Chao Chung-Yao oraz prof. Kwoh Ting-Chang. Z ramienia uczonych czechosłowackich na sesję przybył prof. F. Bichunek. Węgierską Akademię Nauk reprezentował prof. S. Szalay. Ponadto w obradach sesji brali udział uczeni z krajów Europy zachodniej, a mianowicie: prof. L. Rosenfeld (Manchester), prof. M. Cosyns (Bruksela), uczona norweska p. E. Gleditsch oraz dyrektor Instytutu Radowego w Paryżu prof. Lacassagne.

Obrady zagał prof. J. Dembowski, który powiedział między innymi: „Dumni jesteśmy, że niezachwiana wiara Marii Skłodowskiej-Curie w humanistyczny sens własnej pracy, w społeczne po-

słannictwo uczonego, czerpała swą siłę z tradycji życia i pracy ludu polskiego. Dzieło Marii i Piotra Curie, którego znaczenie dla postępu i naukowego poglądu na świat potwierdza dzisiaj wspaniały rozwój fizyki atomowej i wielu innych gałęzi wiedzy, wyrasta z tradycji i wzbogaca dorobek zarówno nauki polskiej, jak i francuskiej“.

„Otwierając sesję naukową Polskiej Akademii Nauk w 20 rocznicę śmierci Marii Skłodowskiej-Curie wierzymy, że przyczyni się ona do zacieśnienia międzynarodowej współpracy ludzi nauki, którzy piękno i trud naukowego wysiłku poświęcają tak jak Maria i Piotr Curie, tak jak Irena i Fryderyk Joliot-Curie, dziełu wyzwolenia człowieka, jego szczęściu i rozwojowi“.

Po zagajeniu prof. dr J. Dembowskiego prof. K. Czmutow wygłosił krótkie przemówienie powitalne, pozdrawiając uczestników sesji w imieniu uczonych radzieckich. Następnie przemawiał prof. C. Y. Chao oraz prof. S. Szalay. Po odczytaniu depesz, które napłynęły na ręce przewodniczącego sesji z różnych ośrodków naukowych świata, referat na temat znaczenia prac Marii Skłodowskiej-Curie dla medycyny wygłosił dyrektor Instytutu Onkologicznego w Warszawie dr F. Łukaszczyk.

Referat na temat znaczenia odkryć Marii Skłodowskiej-Curie dla rozwoju radiogeologii w ZSRR wygłosił dr W. Baranow. Radiogeologię rozwinął w Związku Radzieckim współpracownik Marii Skłodowskiej-Curie Akademik W. I. Wernandski, który zadania radiogeologii sformułował w następujący sposób: „Radiogeologia bada przebieg procesów radioaktywnych na naszej planecie, ich odbicie i przejawy w zjawiskach geologicznych“. Uczeni radzieccy kierując się tym sformułowaniem pracują obecnie w Instytucie imienia W. I. Wernandskiego w następujących kierunkach: poznania rozmieszczenia pierwiastków radioaktywnych w złożach mineralnych różnych obszarów kraju, zastosowania metod radioaktywnych określenia bezwzględnego czasu geologicznego i wreszcie — poznania zmian chemicznych, jakie zachodzą w substancji kory ziemskiej pod wpływem rozpadu radioaktywnego. W tych dziedzinach uczeni radzieccy otrzymali wiele b. ciekawych i oryginalnych wyników. Szczególnie ciekawe jest zagadnienie wieku ziemi, który uczeni radzieccy szacują na $5 \cdot 10^9$ lat opierając się na znalezionym stosunku $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$.

W drugim dniu obrad prof. dr J. Dembowski po powitaniu Prof. Ireny Joliot-Curie i przewodniczącej Światowej Federacji Kobiet Demokratycznych Eugenii Cotton zawiadomił wszystkich zebranych, że Polska Akademia Nauk przyjęła w poczet swych członków rzeczywistych prof. Irenę Joliot-Curie oraz przewodniczącego Światowej Rady Pokoju prof. Fryderyka Joliot-Curie. Prezes PAN

wręczył dyplomy członkowskie Irenie Joliot-Curie dla niej samej i dla Fryderyka Joliot-Curie.

Irena Joliot-Curie w referacie pt. „Życie i dzieło Marii Skłodowskiej-Curie“ przedstawiła szeroką działalność naukową swej matki, jej poświęcenie dla dobra nauki i ludzkości. Ze wzruszeniem wspominała atmosferę domu rodzinnego i gorący patriotyzm, jaki ożywiał matkę przez całe życie i którego dowody tylokrotnie dawała w swych akcjach na rzecz polskiej nauki i społeczeństwa.

Na temat wykorzystania radu w biologii i medycynie mówił w następnym referacie wybitny uczony francuski prof. A. Lacassagne.

W dalszym ciągu zabrała głos Eugenia Cotton, która opisała swe osobiste wspomnienia związane z okresem, gdy Maria Skłodowska-Curie wykładała na Uniwersytecie Paryskim. Po referatach nawiązała się dyskusja, w czasie której uczestnicy sesji omówili znaczenie odkryć małżonków Curie dla różnych dziedzin wiedzy.

W godzinach popołudniowych Irena Joliot-Curie wraz z innymi zagranicznymi uczestnikami sesji zwiedzili stolicę. Również 7 października prof. Irena Joliot-Curie dokonała otwarcia Domu Pracownika Nauki. Równocześnie została otwarta wystawa poświęcona życiu i dziełu Marii Skłodowskiej-Curie. Na wystawie zgromadzono dokumenty, dzieła naukowe, urządzenia laboratoryjne oraz wiele pamiątek po małżonkach Curie. Dom Pracownika Nauki mieści się w kamieniczce przy ulicy Freta 16, w której urodziła się wielka uczona polska.

8 października w salach Rady Państwa odbyła się uroczystość udekorowania orderem „sztandar pracy I klasy“ prof. Ireny Joliot-Curie. Order ten Rada Państwa przyznała Irenie Joliot-Curie za zasługi na polu wykorzystania odkryć naukowych dla dobra ludzkości. Po dekoracji odbyło się w salach Rady Państwa przyjęcie wydane przez zastępcę Przewodniczącego Rady Państwa prof. dra Jana Dembowskiego.

Tegoż dnia odbyła się w Instytucie Fizyki Polskiej Akademii Nauk sesja naukowa, związana z obchodem ku czci Marii Skłodowskiej-Curie. Otwarcia dokonał prof. dr Leopold Infeld witając serdecznie prof. Irenę Joliot-Curie, uczonych zagranicznych oraz przedstawicieli polskich fizyków.

Następnie zabrał głos prof. dr L. Sosnowski, który zaznajomił zebranych w krótkich słowach z historią powstania Instytutu Fizyki PAN.

W dalszym ciągu sesji referat pt. „Co wnosi promieniotwórczość do poznania świata“ wygłosiła prof. Irena Joliot-Curie. W referacie swym prof. Irena Joliot-Curie omówiła znaczenie promieniotwórczości w badaniach nad ewolucją naszej planety i ewolucją wszechświata. Od wielu lat przed odkryciem radu istniał spór między fizykami a geologami co do wieku ziemi. Spór ten może być rozstrzygnięty dzięki

wynikiem otrzymanym na drodze badań ciał promieniotwórczych. Nauka o promieniotwórczości pozwoliła na wysunięcie szeregu interesujących hipotez co do pochodzenia pierwiastków i teorii kosmogonicznych i choć rozwiązania jeszcze nie widać, to jednak wydaje się, co jest rzeczą niezwykle interesującą, że wszechświat przeszedł przed 5 miliardami lat nadzwyczajny kryzys i z tego czasu pochodzi tak skład materii, jak i ewolucja gwiazd. „Ta hipoteza trochę nas zadziwia“ — mówi Irena J o l i o t - C u r i e. „Prawdę rzekłszy, tak samo trudno byłoby nam pojąć ciągłą ewolucję wszechświata zamiast tej ewolucji o charakterze wybuchowym... zdajemy sobie jednak sprawę, że znajomość wszechświata takiego, jakim jest on obecnie, jest ściśle związana z zagadnieniem pochodzenia pierwiastków“. Po referacie wywiązała się dyskusja.

Następny referat wygłosił prof. M. D a n y s z (Warszawa) pt. „Promieniowanie kosmiczne w badaniach cząstek elementarnych“. Referent omówił sytuację, jaka się wytworzyła w tej dziedzinie badań. „Szybko narastająca fala nowych faktów przy jednoczesnym braku teoretycznego ujęcia uniemożliwia bardziej logiczną interpretację całości“. Klasyfikując cząstki elementarne według przyjętej terminologii na hyperony i mezony, referent omówił poszczególne rodzaje cząstek podkreślając fakt, że do niedawna jedynym źródłem informacji odnośnie do cząstek powstających w zderzeniach wielkich energii było promieniowanie kosmiczne. Obecnie jednak coraz więcej cząstek umiemy wytwarzać sztucznie. Przechodząc do szczegółowego omówienia poszczególnych cząstek prof. D a n y s z wspomniał o odkrytych niedawno w Bristolu cząstkach K_e , dla których sugerowany jest rozpad $K_e^\pm \rightarrow e^\pm + ?^0 + ?^0$. Istnieją ponadto poszlaki, sugerujące emisję cząstek o masie ok. $1500 m_e$ oraz $1300 m_e$. Wiadomości odnośnie do tych cząstek są jednak skąpe w obecnej chwili. Po referacie wywiązała się bardzo ożywiona dyskusja, w której zabierało głos wielu uczestników.

W czasie obrad popołudniowych referat pt. „O modelach jądrowych“ wygłosił prof. L. R o s e n f e l d (Manchester). W referacie swym prof. R o s e n f e l d omówił szereg modeli jądra, między innymi model kropłowy i powłokowy. Wykazując niewystarczalność modelu powłokowego referent zanalizował tzw. model zunifikowany Aage Bohra. Model ten daje pełniejszy opis zjawisk.

Czwarty referat wygłosił prof. dr J. R a y s k i (Toruń) pt. „Zagadnienie systematyzacji cząstek elementarnych“. Omówił on próby teoretyczne, które mają za zadanie wy tłumaczenie powstawania cząstek elementarnych. W miarę nowych odkryć doświadczalnych wszystkie teorie, a więc teorie Paisa i Yukawy, wymagają zmian i poprawek. W chwili obecnej istnieją 3 wersje teorii Yukawy: Minardi, Hara i Rayskiego. Ta

ostatnia może się poszczycić znalezieniem potwierdzenia w odkryciu cząstek o masach ok. 2650, 3000 itd.

Obrady popołudniowe jak również i całą sesję zamknął przewodniczący popołudniowemu zebraniu, prof. dr W. Rubinowicz, wyrażając w imieniu fizyków polskich hołd pamięci Marii Skłodowskiej-Curie.

O. Ch.

IV Ogólnopolska Konferencja Fizyków 1—14 września 1954 r. Spała

W dniach 1—14 września br. odbyła się w Spale ogólnopolska konferencja fizyków, organizowana przez Polską Akademię Nauk. Była to czwarta z szeregu letnich konferencji, inicjowanych i kierowanych przez prof. Infelda. Wzięło w niej udział 150 fizyków ze wszystkich ośrodków naukowych w kraju.

Cele konferencji

Konferencja postawiła sobie trzy zadania:

1) ułatwić młodej kadrze przystąpienie do samodzielnych badań, zaznajamiając ją z całością kilku zagadnień opracowanych aktualnie w kraju i za granicą.

2) uczynić dalszy krok naprzód w kierunku powiązania badań teoretycznych i doświadczalnych w Polsce przez zorganizowanie wspólnej dyskusji fizyków teoretycznych i doświadczalnych nad nowymi zagadnieniami oraz planem ich badań;

3) przeprowadzić dyskusję nad problemami podstaw teorii kwantów, teorii względności i fizyki statystycznej.

W związku z powyższymi zadaniami konferencja miała charakter narady produkcyjnej fizyki teoretycznej w Polsce.

Plan

Tematyka konferencji dotyczyła:

1) zagadnień podstaw teorii kwantów, teorii względności i fizyki statystycznej;

2) teorii pola;

3) fizyki jądra;

4) fizyki ciała stałego.

W związku z tym podziałem tematycznym utworzone zostały cztery sekcje. Zajęcia w sekcji podstawowej były plenarne. Pozostałe sekcje miały dni plenarne oraz dni, w których zajęcia odbywały się równolegle w dwóch lub trzech sekcjach. Referaty wygłaszano w godzinach rannych 8.30—13. Po południu, w godzinach 16—18, odbywały się zajęcia seminaryjne; ponadto wieczorem, po kolacji, nieformalne zebrania i dyskusje. Zajęcia w sekcjach planowały i prowadziły grupy paruosobowe z przewodniczącymi sekcji na czele. W przedostatnim dniu konferencji odbyły się zebrania dyskusyjne, na których przewodniczący sekcji podsumowali wyniki konferencji podkreślając szczególnie planowanie prac na przyszłość. W ostatnim dniu dokonano na podstawie materiałów otrzymanych z zebrania sekcyjnych podsumowania wyników całej konferencji.

Treść referatów

1. Podstawy teorii kwantów, teoria względności i fizyka statystyczna

Pierwszą grupę zagadnień stanowiły podstawy teorii kwantów. J. Plebański omówił dalszy ciąg dyskusji nad próbą Bohma kauzalnej interpretacji mechaniki kwantowej (pierwszy etap dyskusji był referowany na III Konferencji Fizyków). W dyskusji oceniono krytycznie próbę Bohma, podkreślono jednak jej pozytywne cechy metodologiczne.

R. S. Ingarden przedstawił swój stosunek do interpretacji mechaniki kwantowej przez Fenyesa.

Własne poglądy na interpretację mechaniki kwantowej, podali w swoim referacie J. Plebański i J. Werle. Referat wywołał żywą wymianę poglądów w sprawie przeniesienia dyskusji na grunt teorii pola. Drugą grupę zagadnień metodologicznych stanowiły podstawy teorii względności. Ważny referat wygłosił L. Infeld. Referent przedstawił własne stanowisko w podstawowych zagadnieniach teorii względności, a w szczególności w zagadnieniu wielkości względnych i bezwzględnych w związku z poglądami W. Focka. W ożywionej dyskusji poruszono kilka spraw, w szczególności omówiono najnowsze stanowisko fizyków i filozofów radzieckich w sprawie podstaw teorii względności. Niektóre z poglądów omówił W. Kołos w swoim referacie o dyskusji nad teorią względności w ZSRR.

Inny krąg zagadnień, problemy fizyki statystycznej, był przedmiotem referatów H. Steinhausa i J. Łopuszańskiego. Prof. Steinhaus przedstawił wyniki własnych prac o zagadnieniu nieodwracalności procesów. J. Łopuszański mówił o statystycznym uzasadnieniu termodynamiki procesów nieodwracalnych. O teoriach statystycznych i dynamicznych mówił w ramach godzin seminaryjnych W. Krajewski.

2. Sekcja teorii pola

W referacie o własnej pracy L. Infeld przedstawił znakomite uproszczenie zagadnienia, rozwiązanego wspólnie z Einsteinem, wyprowadzenia równań ruchu z równań pola w teorii względności. Wyniki własnych prac z dziedziny rozchodzenia się fal elektromagnetycznych przedstawił W. Rubinowicz. J. Rayski referował własne poglądy na zagadnienie zbieżności w elektrodynamice kwantowej w związku z nielokalnymi teoriami pola. Nielokalne teorie były również przedmiotem referatu J. Rzewuskiego, który przedstawił wyniki prac własnych w dziedzinie zagadnień różniczkowej struktury pola praw zachowania. O geometrycznej strukturze pola mówił R. S. Ingarden. W. Królikowski zaznajomił ogół uczestników konferencji z intensywnie rozwijającą się obecnie, szczególnie w mezodynamice, metodą Tamma-Dancoffa. Zagadnienie stanów związanych w elektrodynamice kwantowej było przedmiotem referatów M. Günthera i J. Rayskiego.

Teorii cząstek elementarnych poświęcone były trzy referaty. M. Danysz mówił o nowych danych doświadczalnych w tej dziedzinie, J. Rayski omawiał dalsze wyniki własnej teorii kwantowania masy, J. Werle przedstawił stan zagadnienia reguł wyboru, będących ostatnio ważnym narzędziem teoretycznym badania własności cząstek elementarnych.

Ponadto na seminariach przedyskutowano kilka własnych prac z teorii pola, z których na wyróżnienie zasługuje praca W. Królikowskiego o konfiguracyjnym traktowaniu bozonów i J. Werlego o odpychaniu nukleonów na małych odległościach.

3. Sekcja fizyki jądra

Omówiono aktualne zagadnienia, przy czym trzy z nich bardziej szczegółowo:

1. Zjawisko strippingu — referaty J. Dąbrowskiego i Z. Wilhelmiego.
2. Procesy fotojądrowe — referaty H. Niewodniczańskiego i W. Czyża.
3. Kaskady w promieniowaniu kosmicznym — referaty L. Jurkiewicza i J. Łopuszańskiego.

Referaty te omawiały stronę doświadczalną i teoretyczną wymienionych zagadnień celem dokładniejszego zaznajomienia uczestników konferencji z prowadzonymi i inicjowanymi u nas pracami w tych dziedzinach.

Ponadto A. Sołtan omawiał zagadnienie oddziaływania neutron-elektron, J. Janik — oddziaływanie mezonów π z jądrami, A. Hryniewicz — zagadnienie neutrino oraz I. Adamczewski — metodę komór jonizacyjnych cieczowych.

W zajęciach seminaryjnych wyróżnić należy dyskusję nad budową akceleratorów, prowadzoną przez A. Sołtana, oraz nad rezonansem jądrowym, którą zagajał A. Hryniewicz.

4. Sekcja fizyki ciała stałego

L. Sosnowski w referacie o nośnikach prądu w półprzewodnikach przedstawił perspektywy rozwoju badań doświadczalnych i teoretycznych w tej dziedzinie w związku z pracami Zakładu Elektroniki Ciała Stałego PAN.

B. Buras zaznajomił ogół uczestników konferencji z wnioskami Sekcji Fizyki Ciała Stałego PAN.

Stosowanie metod teorii pola do ciała stałego omówili Z. Galasiewicz i M. Suffczyński.

Własną teorię luminescencji w roztworach stałych przedstawił A. Jabłoński.

J. Bogdanowicz referował zagadnienie półprzewodników intermetalicznych.

M. Subotowicz mówił o zewnętrznym efekcie fotoelektrycznym z półprzewodników.

A. Piekara, S. Szczeniowski i S. Loria wygłosili referaty poświęcone zagadnieniom ferroelektryczności i ferromagnetyzmu w związku z inicjowanymi w Poznaniu pracami z tych dziedzin.

Wyniki i wnioski

W sekcji podstawowej referaty i dyskusje stały na wyższym niż na poprzednich konferencjach poziomie. W programie odgrywały główną rolę prace własne. Dyskusje po referatach wykazały, że fizycy nauczyli się wiele z materializmu dialektycznego, że umieją posługiwać się metodą dialektyczną.

W sekcji teorii pola przedyskutowano wiele prac własnych. Wyloniła się potrzeba częstszych i ściślejszych kontaktów pomiędzy ośrodkami oraz potrzeba organizowania zjazdów specjalistycznych. Referaty wygłoszone w tej sekcji, oparte na oryginalnych pracach własnych, reprezentowały poważne osiągnięcia teoretyków polskich w tej dziedzinie.

W sekcji fizyki jądra poczyniono wiele kroków, które przyczynią się do rozwoju prac z tego zakresu fizyki w Polsce.

Przedyskutowano zagadnienie budowy akceleratorów i postanowiono zwołać w krótkim czasie zebranie celem przeprowadzenia dalszej dyskusji w węższym gronie.

Kontynuowano współpracę teoretyków wrocławskich (J. Łopuszański i J. Rzewuski) z fizykami grupy M. Mięsowicza w Krakowie i w Łodzi (A. Zawadzki) w dziedzinie wielkich pęków kosmicznych, ustalając plan dalszego działania. Zainteresowano fizyków doświadczalnych zagadnieniem strippingu w związku z pracami teoretycznymi w Warszawie (J. Dąbrowski). Przedyskutowano zagadnienia reakcji fotojądrowych i rezonansu jądrowego w związku z zainicjowanymi pracami (grupa H. Niewodniczańskiego w Krakowie). Omówiono możliwości współpracy teoretyków z grupą M. Danysza w Warszawie. Postanowiono zwołać konferencję techniki i produkcji klisz jądrowych w kraju. Postanowiono zwiększyć kontakty pomiędzy ośrodkami. W szczególności zaproponowano, aby organizować w Warszawie raz w miesiącu zebrania seminarium jądrowego z udziałem fizyków z innych ośrodków.

W sekcji fizyki ciała stałego przedyskutowano zagadnienia związane z badaniami prowadzonymi w Zakładzie Elektroniki Ciała Stałego PAN pod kierunkiem L. Sosnowskiego. Wyłoniły się nowe możliwości prac doświadczalnych i teoretycznych w tym zakresie. Przedyskutowano również zagadnienia ferroelektryczności i ferromagnetyzmu w związku z badaniami inicjowanymi w Poznaniu. Omówiono niektóre aktualne prace. W dyskusjach podkreślono potrzebę znacznie szerszej współpracy teoretyków z fizykami doświadczalnymi w dziedzinie fizyki ciała stałego.

Oprócz zajęć sekcyjnych, wymienionych wyżej, zorganizowano zebranie dyskusyjne (K. Majewski), na którym przedyskutowano zagadnienie kształcenia kadr. Na kilku nieformalnych zebraniach wieczornych L. Sosnowski, R. S. Ingarden, M. Danysz i J. Werle mówili o wrażeniach z pobytów za granicą. W dyskusjach podkreślono palącą potrzebę zwiększenia wyjazdów za granicę oraz przyjazdów fizyków z innych krajów. W dyskusjach na tematy organizacji konferencji wyrażono jednomyślnie opinię o potrzebie organizowania podobnych konferencji w przyszłości.

IV Konferencja fizyków spełniła zamierzone zadania. Charakter konferencji zmienił się w porównaniu z poprzednimi. Pierwsze konferencje miały charakter szkoleniowy. W miarę wzrostu kadry fizyków zadania dydaktyczne ustępowały na rzecz celów badawczych. IV konferencja miała charakter narady wytwórczej fizyki teoretycznej w Polsce. Ułatwiła młodej kadrze fizyków przystąpienie do pracy badawczej wskazując na konkretne zagadnienia, otwierając perspektywy badań w określonych kierunkach. Dopomogła w nawiązaniu współpracy fizyków teoretycznych

i doświadczalnych na kilku nowych odcinkach oraz w rozszerzeniu współpracy wszędzie, gdzie — choć często w niezadowalającym jeszcze stopniu — istniała. Konferencja przyczyniła się również do dalszego podniesienia poziomu dyskusji ideologicznej na temat podstaw fizyki współczesnej.

W przemówieniu, podsumowującym wyniki konferencji, prof. S. Loria pożegnał uczestników konferencji słowami: „Postawione nam zadanie wykonaliśmy dobrze i mamy słuszny powód, by w optymistycznym nastroju wrócić do warsztatów pracy po nowe i lepsze wyniki... Stwierdzam, że IV konferencja fizyków została zamknięta i żegnam Koleżanki i Kolegów starym akademickim życzeniem: *Quod felix faustum fortunatumque sit*“.

P. Zieliński

Konferencja Fizyki Jądrowej w Glasgow 1954

W dniach od 13 do 17 lipca 1954 roku odbyła się w Glasgow międzynarodowa konferencja fizyki jądrowej. Wzięło w niej udział około 300 fizyków z całego świata. W obradach konferencji uczestniczyła także delegacja polska w składzie: prof. L. Infeld, prof. A. Sołtan, prof. M. Danysz i doc. J. Werle.

Ilość zgłoszonych referatów była bardzo duża, tak że wszystkie referaty były stosunkowo bardzo krótkie i nawet referaty przeglądowe nie przekraczały 45 minut. Poza tym w ostatnich dwóch dniach obrady toczyły się w kilku równoległe odbywających się sekcjach. Ciężar dyskusji przeniesiono z oficjalnych zebrań, na których z reguły nie było na nie czasu, na specjalnie poświęcony im trzeci dzień konferencji. Aby dać możliwość nawiązania kontaktów naukowych oraz dyskusji między naukowcami, pracującymi nad podobnymi zagadnieniami, przeznaczono cały trzeci dzień konferencji na przejażdżkę statkiem po zatokach otaczających Glasgow. Okazja ta była rzeczywiście bardzo żywo wykorzystana.

Jeśli chodzi o ogólne wrażenia z konferencji, to wydaje się, że nie wyłoniono na niej żadnej wielkiej i nowej idei. Niemniej jednak obecny etap fizyki jądrowej jest bardzo istotny i ważny. Liczne komunikaty z prac własnych (głównie doświadczalnych) świadczą o intensywnym zbieraniu nowego materiału doświadczalnego oraz pogłębianiu i korygowaniu starych danych. Główne kierunki prowadzonych badań, zarówno doświadczalnych, jak i teoretycznych, wiążą się ściśle z dokonanymi ostatnio postęпами techniki doświadczalnej. Na niektóre nowe możliwości pogłębienia wniosków teoretycznych, wynikające z udoskonalenia techniki pomiarowej, wskazał H. S. Massey w referacie przeglądowym, dotyczącym fenomenologicznej teorii sił jądrowych.

się jednak, że i ta metoda napotyka zasadnicze trudności z wyrazami rozbieżnymi, których ponadto nie można usuwać na drodze zwykłej renormalizacji. Zagadnienia te referował między innymi D y s o n, który wskazał na nowy typ trudności występujących w metodzie Tamma — Dancoffa.

Wielu fizyków chce wytłumaczyć te trudności faktem, że teoria opisująca oddziaływanie tylko dwóch pól kwantowych nie może być teorią pełną i że sprzeczności stąd wynikające zostaną usunięte dopiero przez bardziej „zamkniętą“ teorię przyszłości, obejmującą wszelkie możliwe pola i oddziaływania. W tym kierunku idą referowane przez H e i s e n b e r g a próby utworzenia jednolitej teorii pól, z której wynikałyby wszystkie znane nam i nie znane cząstki jako pewne stany pobudzenia tych podstawowych pól. H e i s e n b e r g podał schematyczny model nieliniowej teorii, w której ma występować tylko jedno takie podstawowe pole spinorowe. Wobec trudności matematycznych, związanych z nieliniowością, i braku jakichkolwiek wskazówek od strony doświadczalnej jest to na razie tylko program. Dotychczasowe wyniki są zupełnie znikome.

J. Werle

II Teoretyczna Konferencja Chemików

W czasie od 20 do 30 sierpnia br. odbyła się w Spale, zorganizowana przez Polską Akademię Nauk, II Teoretyczna Konferencja Chemików, poświęcona zagadnieniom budowy związków nieorganicznych. W konferencji wzięli również udział chemicy pracujący w przemyśle, a także fizycy, krystalografowie oraz przedstawiciele innych pokrewnych dziedzin nauki.

W czasie konferencji zostały wygłoszone następujące referaty:

1. I. Z ł o t o w s k i (Warszawa) — „Układ okresowy pierwiastków i jego znaczenie światopoglądowe“
2. W. T r z e b i a t o w s k i (Wrocław) — „Struktura pierwiastków i związków chemicznych“
3. B. B a r a n o w s k i (Kraków) — „Matematyczne ujmowanie problemów chemicznych“
4. K. G u m i ń s k i (Kraków) — „Energetyka wiązania chemicznego“
5. R. K o ł o d z i e j s k i i W. K o ł o s (Warszawa) — „Metody chemii kwantowej i przykłady ich zastosowania“
6. W. T r z e b i a t o w s k i i B. S t a l i ń s k i (Wrocław) — „Metody badań magneto-chemicznych“
7. A. K r a u s e (Poznań) — „Struktura aktywnych tlenków i wodorotlenków metali“

8. S. Minc i Z. Kęcki (Warszawa) — „Możliwości zastosowania widma Ramana w chemii“

9. L. Chrobak (Warszawa) — „Badanie struktur metodą rentgenograficzną, elektronograficzną i neutronograficzną“

10. A. Piekara (Poznań) — „Polaryzacja materii“

11. J. Hurwic (Warszawa) — „Momenty dipolowe a budowa chemiczna“

12. B. Jeżowska i B. Trzebiatowska (Wrocław) — „Wiązanie chemiczne, stereochemia i trwałość związków kompleksowych“.

Większość referatów opierała się na pracach własnych autorów, umożliwiając w ten sposób uczestnikom konferencji szczegółowe zaznajomienie się z tematyką prac badawczych niektórych Zakładów. Po referatach odbywały się nieraz bardzo żywe dyskusje, w których pytania przeplatały się z głosami krytyki czy też uzupełnieniami.

Dyskusje te rozszerzały i pogłębiały niektóre części referatów, były miejscem starć rozbieżnych poglądów oraz wykazały wiele punktów styecznych w pracach prowadzonych w różnych ośrodkach naukowych. Szczególnie żywe dyskusje wywiązywały się po referatach prof. Chrobaka i prof. Piekary, którego prace pozostają w ścisłym związku z pracami wykonywanymi w Zakładzie prof. Trzebiatowskiego.

Konferencja, jak to podkreślił w swym podsumowaniu min. Achmatowicz, wykazała duży rozwój chemii polskiej w ciągu ostatnich dwu i pół lat, które upłynęły od I Teoretycznej Konferencji Chemików. Dowodem tego rozwoju był aktywny i duży udział młodszych pracowników nauki w obradach Konferencji. Poza tym, jak stwierdził min. Achmatowicz, konferencja była także dowodem coraz lepiej rozwijającej się współpracy chemików z fizykami i to zarówno na gruncie doświadczalnym, jak i teoretycznym.

W. K.

R E C E N Z J E

Wojciech Rubinowicz — *Kwantowa teoria atomu*, PWN, Warszawa 1954

Książka „Kwantowa teoria atomu“ prof. W. Rubinowicza jest pierwszym obszernym polskim podręcznikiem mechaniki kwantowej. Wkrótce po sformułowaniu zasad mechaniki kwantowej ukazał się w roku 1930 zwięzły podręcznik W. Natanson'a pt. „Pierwsze zasady mechaniki ondulacyjnej“, dziś zupełnie niedostępny. Od r. 1930 do r. 1954 nie mieliśmy w języku polskim żadnego nowego podręcznika mechaniki kwantowej (nie licząc tłumaczenia „Fizyki atomowej“ Szpolskiego, mającej zupełnie inny charakter).

Książka prof. Rubinowicza zawiera obszerny wykład kwantowej teorii atomu i zasady kwantowej teorii promieniowania. Dzieli się ona na dwie zasadnicze części. Pierwszą część stanowi obszerne przedstawienie podstaw i zastosowań starszej teorii kwantów oraz podstaw doświadczalnych, będących podwaliną kwantowej teorii atomu i promieniowania, druga część obejmuje właściwą mechanikę kwantową i zasady kwantowej teorii promieniowania.

Pierwszą część rozpoczyna autor od omówienia faktów doświadczalnych, przemawiających za korpuskularnym charakterem promieniowania oraz planetarnym modelem atomu. Następnie przedstawiona jest pierwotna teoria Bohra oraz jej uogólnienie przez Sommerfelda. Jako ilustracja zasad starszej teorii kwantów podana jest relatywistyczna teoria atomu o jednym elektronie wraz z dyskusją subtelnej budowy widma wodoru i regułami wyboru. W dalszym ciągu przedyskutowana jest szczegółowo zasada odpowiedniości Bohra, która grała ważną rolę w starszej teorii kwantów. Następnie zajmuje się autor teorią widm z punktu widzenia starszej teorii kwantów. Omawia również hipotezę spinu elektronowego oraz jej konsekwencje w teorii widm atomowych. Po przedyskutowaniu zagadnień związanych ze spinem i opisaniu doświadczeń Sterna i Gerlacha oraz Einsteina i de Haasa formułuje autor zasadę Pauliego i przedstawia budowę układu periodycznego pierwiastków. Część pierwszą kończy rozdział o widmach pasmowych cząsteczek, w którym obok rozważań opartych na starej teorii kwantów stosuje już autor pewne wyniki mechaniki kwantowej.

Czytelnik interesujący się historią teorii kwantów znajdzie w tej części obszerny i piękny wykład teorii, która poprzedziła mechanikę kwantową w jej dzisiejszej postaci, i którą dziś jeszcze stosuje się niekiedy przy rozważaniach jakościowych.

Drugą część książki, zawierającą wykład mechaniki kwantowej, rozpoczyna autor rozdziałem o podstawach fizycznych i matematycznych mechaniki kwantowej. Najpierw przedstawiona jest teoria fal materii de Broglie'a. Następnie wyprowadza autor równanie falowe Schrödingera, zarówno bezczasowe, jak i czasowe, przedstawiając drogę, po której Schrödinger doszedł do swoich równań. W rozdziale tym rozwinięta jest również teoria operatorów używanych w mechanice kwantowej, teorie zagadnienia wartości i funkcji własnych oraz przedstawień operatorów i funkcji w przestrzeni Hilberta. Zostały tu wprowadzone pojęcia obrazów Schrö-

dingera i Heisenberga jak również naszkicowana teoria transformacji unitarnych. Zagadnienia te, które w wielu podręcznikach potraktowane są albo pobieżnie, albo w sposób abstrakcyjny, przedstawione są w książce prof. Rubinowicza w sposób przejrzysty i konsekwentny i stanowią dobry wstęp nie tylko do mechaniki kwantowej, ale i do teorii kwantowej pól. Nasuwa się jedynie drobna uwaga: rozważania na str. 199 i 200 podane są w zbyt wielkim skrócie. Wydaje się, że w następnym wydaniu zagadnienie przedstawione na str. 199 i 200 należałoby omówić obszerniej, podając matematyczne warunki zbieżności i zbieżności przeciętnej.

Po przedyskutowaniu paru zagadnień szczegółowych przechodzi następnie autor do interpretacji fizycznej mechaniki kwantowej. Zajmuje się najpierw statystyczną interpretacją funkcji falowej, potem przedstawia w interesujący sposób związek pomiędzy operatorami hermitowskimi a wynikami pomiarów odpowiadających im wielkości fizycznych i zasadą superpozycji stanów kwantowych. Rozdział kończy się omówieniem mechaniki kwantowej Heisenberga i naszkicowaniem metody symbolicznej, którą posługuje się Dirac w swoim dziele „The Principles of Quantum Mechanics“. Po przerobieniu tego rozdziału studiowanie dzieła Diraca nie powinno nastreczać dużych trudności.

Po wyłożeniu zasad mechaniki kwantowej przystępuje autor do rozwiązywania problemów szczegółowych zaczynając od zwięzłego przedstawienia teorii perturbacji niezależnych od czasu i dyskutując później zagadnienie atomu helu, wiązań chemicznych oraz omawiając metodę Borna w teorii zderzeń. Wydaje się, że oprócz omówionych zagadnień zainteresowałyby czytelnika jeszcze takie, jak zagadnienie widma oscylacyjnego i rotacyjnego cząsteczek, jako odpowiednik ostatniego rozdziału części pierwszej, oraz metody przesunięć fazowych (*phase shifts*) w teorii zderzeń, nie związanej wprawdzie z rachunkiem perturbacyjnym, ale mającej duże znaczenie praktyczne.

Przedostatni rozdział książki zawiera teorię relatywistycznego równania Diraca, Wyprowadzone tu zostało równanie Diraca dla elektronu swobodnego i w zewnętrznym polu sił i rozwiązane zagadnienie atomu wodoru. Szkoda jednak, że autor nie wyprowadził w swojej książce równania Pauliego i nie przeprowadził przejścia od relatywistycznego równania Diraca do nierelatywistycznego równania Pauliego, gdyż przejście to rzuca światło na własności funkcji falowych równania Diraca.

Książkę zamyka rozdział o kwantowej teorii pola elektromagnetycznego, w którym przedstawiony jest również krótko rachunek perturbacji zależnych od czasu (Diraca) oraz teoria emisji i absorpcji światła.

Wykład przeprowadzony jest jasno i konsekwentnie, zrozumiale dla studenta, który zaczyna uczyć się mechaniki kwantowej, jednak i zaawansowany teoretyk znajdzie w tej książce ciekawe uwagi i oryginalne ujęcie różnych zagadnień.

B. Sredniawa

S. Striełkow, I. Elcin, I. Jakowlew — *Zbiór zadań z fizyki*. Część pierwsza: Mechanika, Elektryczność, Magnetyzm. Tłumaczyła z języka rosyjskiego Jadwiga Kapuścińska, Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1953.

Rola zadań rachunkowych w nauczaniu fizyki na wszystkich poziomach jest powszechnie znana i doceniana. Trudność sprawia zawsze dobór odpowiednich tekstów zadaniowych. Trudności te usuwa wydany przez Państwowe Wydawnictwo Naukowe „Zbiór zadań“, gdyż zawarte w nim teksty pozwolą prowadzącym ćwiczenia rachunkowe z fizyki w wyższych uczelniach dobrać odpowiednie zadania

zależnie od poziomu wykształcenia umysłowego danej grupy studenckiej. W zbiorze znajdują się teksty zadań o bardzo różnym stopniu trudności, od bardzo łatwych i prostych do skomplikowanych, wymagających poważniejszego przygotowania i znaczniejszej wprawy.

Rozdział I „Mechanika“ obejmuje w 13 paragrafach: kinematykę, dynamikę, statykę, pracę, moc i energię prawa zachowania pędu i energii, dynamikę ruchu punktu materialnego po okręgu, dynamikę ruchu obrotowego ciała sztywnego, dynamikę układu, ciężenie powszechne, odkształcenia sprężyste, ruch drgający, hydrostatykę i aerostatykę, hydrodynamikę i aerodynamikę, akustykę. Rozdział ten zawiera łącznie 387 zadań.

Rozdział II „Elektryczność i magnetyzm“ zawierający łącznie 409 tekstów zadań obejmuje w 10 paragrafach: elektrostatykę, prawa prądu stałego, magnesy trwałe, elektromagnetyzm, indukcję elektromagnetyczną, prąd zmienny, elektrolizę, termoelektryczność, elektronikę i wreszcie fale elektromagnetyczne.

Odpowiedzi i rozwiązania podane są na 121 stronach druku na 306 stron tekstu całości. Stanowią one czynnik wybitnie podnoszący zalety tego wartościowego zbioru zadań; będą one cenną pomocą dla tych, którzy zechcą samodzielnie przerobić wszystkie zadania.

Strona graficzna książki jest bez zarzutu — rysunki są staranne i wyraźne.

Tłumaczenie jest na ogół poprawne. Tłumaczka nie ustrzegła się jednak przed pewnymi usterkami — może to jest częściowo wina korekty. W zadaniu 123 na str. 30 wprowadzono słowo „ołowianka“ jako tłumaczenie rosyjskiego „otwies“. U nas stosuje się raczej „pion“ a nie „ołowianka“. Termin rosyjski „gruz“ oznacza ładunek, ciężarek itp. Poprawne tłumaczenie znajduje się w szeregu zadań, na przykład 196 na str. 43, 205 na str. 45, 291 na str. 62. Tym przykrzejsze jest, że w zadaniach 24, 150 i 189 na str. 11, 34 i 41 przetłumaczono słowo „gruz“ przez „ciężar“, co prowadzi do nieścisłych wyrażen, jak: „masa ciężaru“ (zad. 150), „przyspieszenie ciężarów“ (zad. 189). Errata obejmująca 49 pozycji nie uwzględnia tych niewątpliwie błędnych wyrażen.

Teksty zadań, w wielu przypadkach bardzo interesujące, stanowią nawiązanie do konkretnych zagadnień technicznych i mogą być stosowane z powodzeniem w wyższych szkołach technicznych. Dotyczy to głównie tekstów zadań § 18 „Indukcja elektromagnetyczna“, § 19 „Prąd zmienny“, § 22 „Elektronika“ i § 23 „Fale elektromagnetyczne“. Natomiast bardzo szczerzy jest wybór tekstów z akustyki (§ 13), pominięto w nim ogóle zagadnienie natężenia głosu.

Omówione drobne usterki nie mogą obniżyć wartości tej publikacji, którą uznać należy za cenną pozycję w naszej — jak dotychczas — skromnej dydaktycznej literaturze fizycznej.

S. Gnatowski

W. Ginzburg, L. Lewin, M. Rabinowicz, D. Siwuchin, E. Czetwierikowa — *Zbiór zadań z fizyki. Część druga: Optyka, Fizyka cząsteczkowa i atomowa*. Tłumaczyła z języka rosyjskiego Jadwiga Kapuścińska, Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1954.

Część druga „Zbioru zadań z fizyki“ ma te same zalety, co część pierwsza. Oprócz tekstów zadań podane są odpowiedzi i rozwiązania, które obejmują 130 stron na 282 strony druku całości.

Kolejność tematyczna odbiega od stosowanej powszechnie u nas, zalicza bowiem termometrię, kalorymetrię, rozszerzalność cieplną ciał, przewodnictwo cieplne, prawa

gazów, włoskowatość, zasady termodynamiki i kinetyczną teorię gazów do tego samego działu co promieniowanie termiczne, budowę atomu, widma, widma promieni rentgenowskich, kwantową naturę światła oraz metody doświadczalne fizyki jądrowej i fizykę jądra. Rozdział ten, drugi z kolei, zatytułowany „Fizyka cząsteczkowa i atomowa“ obejmuje w dwunastu paragrafach 446 zadań.

Rozdział I j.t. „Optyka“ zawiera 467 zadań obejmując w sześciu paragrafach: optykę geometryczną, fotometrię, interferencję i dyfrakcję światła, polaryzację światła i optykę kryształów, prędkość światła, zjawisko Dopplera, aberrację światła i ciśnienie światła oraz optykę cząsteczkową.

O ile pierwsza część zbioru zadań, obejmująca mechanikę, elektryczność i magnetyzm, zawiera w każdym rozdziale zadania łatwe i trudne, o tyle teksty zadań drugiej części zbioru są poza nielicznymi wyjątkami trudne bądź nawet bardzo trudne.

Znaczenie tego zbioru zadań polega m. in. i na tym, że zawiera teksty zadań z takich działów, które w naszej dotychczasowej literaturze były pozbawione tekstów zadaniowych. Rozwiązanie większości tych zadań wymaga poważnych już wiadomości i dużej wprawy. Poziom niektórych zadań kwalifikuje je do stosowania na wyższym poziomie studium fizyki; mogą one z powodzeniem znaleźć zastosowanie jako pomocnicze studium na poziomie II Pracowni.

Już § 1, traktujący o optyce geometrycznej, zawiera szereg bardzo ciekawych i niekiedy trudnych zadań. W § 3 „Interferencja i uginanie światła“ znajdujemy teksty zadaniowe dotyczące interferometrów Jamina i Fabry-Perrota. Bardzo ciekawe teksty zawiera § 4 „Polaryzacja światła, Wzory Fresnela, Optyka kryształów“ oraz § 6 „Optyka cząsteczkowa“.

Rozdział II „Fizyka cząsteczkowa i atomowa“ — zawiera mniej tekstów zadaniowych niż optyka, ale teksty te w przeważającej większości są bardzo ciekawie opracowane i dają możliwość gruntownego opanowania szeregu zagadnień.

Druk, jak i w ogóle cała strona graficzna, bez zarzutu. Fotografie torów w komorze Wilsona oraz w kliszach odbito bardzo wyraźnie.

To pożyteczne wydawnictwo należy polecić każdemu fizykowi, który znajdzie w nim bądź tematy zagadnień dla studentów, bądź też sposobność do odświeżenia swych wiadomości przy pracy w przemyśle lub w szkole średniej, a nieraz nawet zachętę do przerobienia nowego, nieznanego mu działu fizyki, zwłaszcza współczesnej.

S. Gnatowski

Polska Akademia Nauk

W dniu 21 czerwca 1954 r. odbyło się XIX zebranie naukowe Wydziału III, na którym zostały zreferowane następujące prace z fizyki:

H. Chęcińska i L. Sosnowski — „Fotoprzewodnictwo warstw mikrokrystalicznych w tellurku ołowiu“. (Praca zgłoszona przez członka korespondenta PAN A. Sołtana).

J. Ostrowski i L. Sosnowski — „Badania kinetyki fotoprzewodnictwa w siarczku talu“. (Praca zgłoszona przez członka korespondenta PAN A. Sołtana).

A. Feltynowski, I. Glass, T. Piwkowski i A. Toruń — „Mikrostruktura warstw fotoprzewodzących w siarczku ołowiu“. (Praca zgłoszona przez członka korespondenta PAN A. Sołtana).

W części organizacyjnej zebrania omówiono sprawę uczczenia 10-lecia Polski Ludowej.

W dniu 18 października odbyło się XX zebranie Wydziału III, na którym prof. S. Szczeniowski wygłosił referat pt. „Fizyka polska w pierwszym dziesięcioleciu Polski Ludowej“, przygotowany wspólnie z prof. H. Niewodniczańskim. Referat ten drukujemy w całości w zeszycie niniejszym.

W drugiej części posiedzenia przedstawiono plany badań na rok 1955. Plan badań Instytutu Fizyki PAN zreferował prof. L. Sosnowski.

Stulecie urodzin N. A. Morozowa (1854—1946)

W 1954 r. minęło 100 lat od urodzenia wielkiego uczonego rosyjskiego, członka

honorowego Akademii Nauk ZSRR Mikołaja Aleksandrowicza Morozowa.

Morozow był jednym z najstarszych rewolucjonistów rosyjskich. Około 30 lat spędził w twierdzy Schlüsselburskiej i innych więzieniach carskich. Mimo prześladowań i niezwykle ciężkich warunków Morozow napisał szereg wybitnych prac z różnych dziedzin matematyki, fizyki, chemii, astronomii, geofizyki, meteorologii, historii i socjologii. Oprócz tego znane są jego liczne prace literackie, jak na przykład „Opowieści mojego życia“ czy też dwa zbiory wierszy pt. „Pieśni gwiazd“.

Z przyrodniczych prac Morozowa najważniejsze są dociekania dotyczące budowy materii. 50 lat temu Morozow śmiało opowiadał się po stronie złożonej budowy atomów i przemienności pierwiastków oraz wyrażał przekonanie o możliwości otrzymania sztucznej promieniotwórczości i wyzyskania niezwykle obfitych zasobów energii wewnątrzatomowej. W książce „Układy periodyczne budowy materii“ Morozow porusza szereg ciekawych zagadnień i przedstawia bardzo oryginalne, w większości przypadków słuszne poglądy. Przewiduje między innymi istnienie gazów szlachetnych. Spośród innych dzieł Morozowa wymienić należy „Wszelświat“, „W poszukiwaniu kamienia filozoficznego“ i „Zasady geofizyki teoretycznej“.

W 1932 r. Morozow został członkiem honorowym Akademii Nauk ZSRR. Rząd radziecki nadał mu miano zasłużonego działacza nauki i odznaczył orderami Lenina i Czerwonego Sztandaru Pracy. W rodzinnej miejscowości Morozowa

Borok wzniesiono mu pomnik, a jego imieniem nazwano kilka zakładów naukowych.

IV Konferencja Fizyków w Spale „Infeldiada”

IV Ogólnopolska Konferencja Fizyków odbyła się w Spale od 1 do 14 września 1954 r. Oprócz posiedzeń plenarnych, na których omawiane były przede wszystkim zagadnienia podstawowe fizyki, prace konferencji prowadzono równolegle w trzech sekcjach: teorii pola, fizyki jądra i fizyki ciała stałego. W konferencji wzięło udział ok. 150 pracowników naukowych z różnych polskich ośrodków. Oprócz fizyków byli również obecni matematycy i filozofowie. Konferencję finansowała Polska Akademia Nauk. Organizatorem i kierownikiem był członek rzeczywisty PAN prof. L. Infeld.

Materiały z Konferencji zostaną wydane przez Instytut Fizyki PAN, zaś obszerniejsze sprawozdanie zamieszczamy osobno.

Konferencja poświęcona filozoficznym problemom fizyki w Kijowie

W marcu 1954 r. w Kijowie odbyła się konferencja poświęcona filozoficznym zagadnieniom fizyki, zorganizowana przez Instytut Filozofii Akademii Nauk ZSRR, Charkowski Instytut Fizykotechniczny AN USRR i Instytut Fizyki AN USRR. W konferencji wzięli udział pracownicy naukowcy z Ukrainy a także naukowcy z Moskwy i Leningradu.

Konferencja została otwarta przez prezesa Akademii Nauk USRR akademika A. W. Palladina. Wygłoszono następujące referaty: „Zagadnienia filozoficzne fizyki współczesnej” (K. D. Sinielnikow), „Przeciw indeterminizmowi w mechanice kwantowej” (M. E. Omeljanowski), „Mechanika kwantowa a przyczynowość” (S. I. Piekarczyk), „O prawach dynamicznych i statystycznych mechaniki kwantowej” (I. M. Lifszic), „Rozwój elektrodynamiki kwantowej i trudności, jakie napo-

tyka dzisiejsza teoria” (A. I. Achiezer) i „Niektóre zagadnienia szczególnej teorii względności” (I. W. Kuznecow).

Do pozytywnych rezultatów konferencji należy przede wszystkim zacieśnienie kontaktu między fizykami i filozofami w opracowywaniu zagadnień teoretycznych. Uznano, że nieodzowna jest dalsza współpraca w twórczym stosowaniu zasad teorii marksizmu-leninizmu do zagadnień fizyki współczesnej.

Konferencja w Moskwie na temat wytrzymałości materiałów

W Akademii Nauk ZSRR odbyła się wspólna sesja Wydziału Nauk Technicznych i Wydziału Nauk Matematyczno-fizycznych poświęcona fizycznym podstawom wytrzymałości materiałów, w szczególności metali.

Sesję zagał członek korespondent AN ZSRR A. A. Iluszyn. Scharakteryzował on dwie metody badań wytrzymałości. Jedną z nich jest metoda fizyko-techniczna, polegająca na bezpośrednim wyznaczaniu własności wytrzymałościowych ciał w obszarach mikroskopowych. Druga metoda, eksperymentalno-teoretyczna, oparta jest na badaniu własności ciał w obszarach mikroskopowych w poszczególnych kryształach lub ziarnach.

Podczas sesji wygłoszono 12 wykładów, w których została przedstawiona obecna problematyka zarówno w dziedzinie badań technicznych, jak i w dziedzinie badań fizycznych teoretycznych i doświadczalnych, a także w dziedzinie chemii procesów deformacji.

W wyniku sesji postanowiono zacieśnić związek między badaniami fizycznymi i technicznymi. W dziedzinie techniki na pierwszym planie przyszłych badań postawiono problemy wytrzymałości i plastyczności, związane z różnymi typami stanów naprężonych, oraz zagadnienie wpływu na wytrzymałość warstwy powierzchniowej i powstających z niej efektów. W dziedzinie badań fizycznych posta-

nowiono wzmóc prace teoretyczne i prace doświadczalne, dotyczące deformacji mono- i polikryształów. W dziedzinie badań chemicznych uznano za konieczne rozwinięcie badań nad wpływem oddziaływania aktywnych środowisk na procesy deformacji ciał stałych.

Konferencja na temat radioizotopów w Oxfordzie

Zakłady Badań Energii Atomowej w Harwell zorganizowały w dniach 19—23 lipca w Oxfordzie konferencję na temat radioizotopów. Spośród zgłoszonych ponad 200 prac komitet organizacyjny konferencji przyjął zaledwie 70, przez co uniknięto przeładowania i podziału na wielką liczbę równoległych sekcji. Przedmiotem konferencji było omówienie zastosowań radioizotopów w różnych dziedzinach nauki i techniki.

Przedyskutowano nowe metody stosowania radioizotopów w medycynie, biologii, rolnictwie, chemii, fizyce i przemyśle.

Konferencja w Rochester

W styczniu 1954 r. w Rochester odbyła się 3-dniowa konferencja poświęcona fizyce jądrowej wysokich energii. W konferencji wzięło udział 75 badaczy z Ameryki i z Europy. Omawiane były zagadnienia teoretyczne i eksperymentalne, związane z oddziaływaniem nukleonów z nukleonami, mezonów z nukleonami i fotonów z nukleonami. Jedno z posiedzeń poświęcono różnym nietrwałym cząstkom jądrowym, obserwowanym w promieniowaniu kosmicznym, a obecnie produkowanym już sztucznie za pomocą kosmotronu.

Konferencja optyczna we Włoszech

We wrześniu 1954 r. odbyły się we Włoszech dwie konferencje optyczne. Pierwszą z nich był sympozjon promieniowania podczerwonego w Parmie, zorganizowany przez Międzynarodową Unię Fizyki Czystej i Stosowanej i Międzynarodową Komisję Optyczną. Sym-

pozjon był połączony z obchodem setnej rocznicy śmierci Macedonia Melloni, twórcy ośrodka badań podczerwieni w Parmie.

Druga konferencja na temat zagadnień współczesnej optyki odbyła się we włoskim Narodowym Instytucie Optycznym we Florencji. Przedmiotem konferencji były nieklasyczne przyrządy ogniskujące, optyczne problemy telewizji, produkcja powierzchni optycznych i optyka trójwymiarowa.

Artykuł Ireny Joliot-Curie w sprawie CERN-u

W czasopiśmie *Le Monde* z czerwca 1954 r. Irena Joliot-Curie ogłosiła artykuł, w którym omawia sprawę udziału Francji w Europejskim Ośrodku Badań Jądrowych (CERN). W Radzie CERN Francja będzie rozporządzała za ledwie jednym głosem na dwanaście, podczas gdy jej wkład finansowy w tworzeniu Ośrodka jest przewidziany na 23,34% (2 miliardy franków w przeciągu 7 lat). Jest to suma bardzo poważna, należy się więc zastanowić przed ratyfikowaniem konwencji, czy nie można by tej sumy lepiej zużytkować przeznaczając ją na badania atomowe w kraju.

Irena Joliot zwraca również uwagę na klauzulę umowy o utworzeniu CERN, w myśl której w toku wykonywania swych obowiązków pracownicy CERN nie mogą się zwracać o instrukcje ani ich otrzymywać od żadnego rządu czy instytucji nie należących do Organizacji. Irena Joliot jest zdania, że byłoby właśnie pożądane, aby konwencja przewidywała ścisły kontakt między narodowymi władzami a Organizacją.

Artykuł swój Irena Joliot-Curie kończy następującą konkluzją: „Branie udziału w utworzeniu i uaktywnieniu CERN, pozwalające na wygaśnięcie podstawowych badań francuskich w dziedzinie fizyki atomowej, byłoby postępowaniem przeciw interesom naszego kraju i interesom nauki“.

Próba broni atomowej w ZSRR

Jak donosi Agencja TASS, w drugiej połowie września — zgodnie z planem prac naukowo-badawczych — dokonano w Związku Radzieckim próby jednego z rodzajów broni atomowej. Celem próby było zbadanie działania wybuchu atomowego. Podczas próby uzyskano cenne wyniki, które pomogą radzieckim uczonym i inżynierom rozwiązać pomyślnie zadania w zakresie obrony przed atakiem atomowym.

Szwedzki reaktor atomowy

13 lipca 1954 r. uruchomiono w Sztokholmie pierwszy szwedzki reaktor atomowy. Budowę reaktora rozpoczęto w połowie 1951 r. Mieści się on pod ziemią w skale granitowej na głębokości 37 m. Dach skalny ma grubość ok. 15 m. Reaktor zawiera 3 tony naturalnego uranu. Moderatorem neutronów jest ciężka woda (7 ton). Zbiornik z ciężką wodą jest otoczony 60-tonowym reflektorem z grafitu.

Nowy brytyjski reaktor atomowy

W angielskich Zakładach Badań Atomowych w Harwell został uruchomiony nowy reaktor o małej mocy, przeznaczony do badań z termicznymi neutronami. W tym reaktorze, nazwanym „Dimple“ (Deuteron Moderated Pile Low Energy): moderatorem jest ciężka woda, otoczona reflektorem z grafitu. Paliwo atomowe może być w prosty sposób wymieniane w ciągu kilku dni, co umożliwi wykonywanie szeregu prób przy projektowaniu przyszłych reaktorów wielkiej mocy. Doświadczenia z „Dimple“ bardzo pomogą przy rozpoczętej już konstrukcji znacznie większego reaktora E.443, który będzie dostarczał silnego strumienia neutronów.

Oktupolowy moment magnetyczny jąder

W 1954 r. udało się po raz pierwszy stwierdzić doświadczalnie występowanie oktupolowego momentu magnetycznego jąder.

Jaccering, King, Satten i Stroke (*Phys. Rev.*, 94, 1798) badając metodą strumienia atomowego nadsubtelną budowę stanu podstawowego izotopu jodu 127, stwierdzili rozszczepienie, które nie może być przypisane wyłącznie oddziaływaniu magnetycznemu dipolowemu i elektrycznemu kwadrupolowemu. Aby wytłumaczyć to rozszczepienie, trzeba założyć występowanie oddziaływania magnetycznego oktupolowego.

Wyznaczony dla ^{127}I magnetyczny moment oktupolowy wynosi $+0,3 \cdot 10^{-24} \mu_n \text{ cm}^2$, gdzie μ oznacza magneton jądrowy.

Kusch i Eck donoszą w tym samym zeszycie *Physical Review* o zmierzeniu momentu oktupolowego również dla jądra ^{115}In .

Nowa metoda polaryzacji jąder atomowych

Overhauser podał nową metodę pozwalającą w znacznym stopniu spolaryzować jądra atomowe w metalu. Jeżeli przez zastosowanie stałego pola magnetycznego i prostopadłego doń pola magnetycznego wysokiej częstości zostanie uzyskane nasycenie rezonansu elektronów przewodnictwa, to wskutek wzajemnego oddziaływania spinów elektronów ze spinami jąder efektywny współczynnik giromagnetyczny jąder osiąga wartość zbliżoną do współczynnika giromagnetycznego elektronu, co pozwala już w temperaturze ciekłego helu uzyskać znaczny stopień polaryzacji jąder.

Na przykład w przypadku 80-procentowego nasycenia rezonansu elektronów przewodnictwa w polu magnetycznym o natężeniu 10 000 Oe w temperaturze 2°K można otrzymać spolaryzowanie jąder w 42%.

Efekt przewidziany teoretycznie przez Overhausera został stwierdzony doświadczalnie na przykładzie ^7Li przez Carvera i Slichtera (*Phys. Rev.*, 92, 212).

Antyproton

Większość fizyków teoretyków wyraża przekonanie o istnieniu antyprotonów.

Jeżeli proton może być opisany przez równanie Diraca, to powinny wystąpić stany o energii ujemnej, a co za tym idzie antycząstki.

Aby wytworzyć antyproton w zderzeniu protonu z nukleonem, padający proton musi mieć energię kinetyczną przekraczającą 5,6 GeV ($5,6 \cdot 10^9 \text{eV}$). Protonów o takiej energii może obecnie dostarczyć prócz promieniowania kosmicznego jedynie bevatron. Identyfikacja ewentualnie otrzymanego antyprotonu jest sprawą trudną. Najpewniejszą metodą będzie obserwacja procesu anihilacji pary proton-antyproton, w którym powstaną szybkie mezony lub, co jest mniej prawdopodobne, fotony. Wyzwolona w tym procesie energia będzie równa podwójnej masie spoczynkowej protonu.

Ostatnio De Staebler, Bridge, Courant i Rossi (*Bull. Amer. Phys. Soc.*, 29/4, 74 i *Phys. Rev.* 95, 1101) stosując wielopłytkową komorę Wilsona zaobserwowali w promieniowaniu kosmicznym zjawisko, które trudno jest zinterpretować inaczej niż jako proces anihilacji antyprotonu.

Bateria słoneczna

Wykorzystanie energii słonecznej jest zagadnieniem pierwszorzędnej wagi, gdyż Słońce dostarcza Ziemi dziennie 10^{15}kWh energii, a więc energię tego rzędu, jaka jest nagromadzona we wszystkich znanych złożach węgla, ropy i uranu.

Pearson, Fuller i Chapin, pracownicy Bell Laboratories, skonstruowali przyrząd, który pozwala zamieniać bezpośrednio energię promieniowania słonecznego na energię elektryczną. Wydajność tej baterii słonecznej wynosi 6%, a więc jest ok. 10 razy większa od wydajności fotoogniw. Spodziewane jest osiągnięcie wydajności 10%. Ogniwo składa się z szeregu cienkich połączonych elektrycznie wstążek krzemowych o rozmiarach żyłki. Wstążki pokryte są cienką warstwą boru, grubości zaledwie 0,0025 mm, który tworzy z krzemem kontakt p-n. Tak sporządzone ogni-

wo dostarcza mocy 60 W na 1 m^2 powierzchni.

Pomiar natężenia ziemskiego pola magnetycznego metodą indukcji jądrowej

Metoda indukcji jądrowej, podana przez F. Blocha w 1946 r. została ostatnio udoskonalona do tego stopnia, że pozwala na pomiar natężenia ziemskiego pola magnetycznego. Częstota rezonansu protonów w polu o takim natężeniu wynosi zaledwie 2000 Hz. Packard i Varien spodziewają się osiągnąć w pomiarze natężenia pola ziemskiego dokładność 1 : 15 000.

Zegary atomowe

Ostatnio prasa doniosła o skonstruowaniu pierwszego zegara atomowego w Związku Radzieckim. Działanie zegara atomowego oparte jest na zjawisku rezonansu drobiny amoniaku. Częstota drgań własnych tej drobinicy wynosi 23 870,4 MHz i zachowuje stałą wartość z dokładnością 10^{-18} . Para amoniaku stanowi więc wzorzec częstości niezależny od mikroskopowych własności materii. Podstawowym elementem zegara atomowego jest rurka miedziana, napełniona parą NH_3 pod niskim ciśnieniem. Stanowi ona filtr absorbujący częstość równą częstości rezonansu. Dotychczas została osiągnięta dokładność pomiaru czasu rzędu 10^{-8} .

Problem wykorzystania energii wiatru

Prezydium Akademii Nauk ZSRR postanowiło zorganizować w Instytucie Energetyki im. G. M. Krzyżanowskiego komisję do opracowania problemu wykorzystania energii wiatru. Ustaleniem składu komisji zajmie się Biuro Wydziału Nauk Technicznych.

Rzekoma niezgodność obserwacji astronomicznych z ogólną teorią względności

Obserwacje dokonane przez E. Findlay - Freundlich'a w Obserwato-

rium Astronomicznym Uniwersytetu w St. Andrews (Szkocja) wykazują, że teoria względności zawodzi w tłumaczeniu procesów, w których odgrywają rolę efekty elektromagnetyczne. Okazało się, że odchylenie światła w polu grawitacyjnym Słońca jest o 30% większe niż odchylenie przewidziane przez teorię względności. Również przesunięcia ku czerwieni w widmach gwiazd typu B i O są znacznie większe niż przewidziane teoretycznie przesunięcia grawitacyjne. Jedynie ruch perihelium Merkurego, który jest efektem czysto grawitacyjnym, według obecnych danych dokładnie zgadza się z przewidywaniami teoretycznymi.

Laboratorium Elektrofizyczne Akademii Nauk ZSRR

Akademia Nauk ZSRR zorganizowała na prawach instytutu Laboratorium Elektrofizyczne. Dyrektorem Laboratorium mianowano W. I. Wekslera, członka korespondenta Akademii Nauk ZSRR.

Diracowi odmówiono wizy wjazdowej do Stanów Zjednoczonych

P. A. M. Diracowi, laureatowi nagrody Nobla z fizyki w 1933 r., profesorowi matematyki Uniwersytetu w Cambridge, odmówiono wizy wjazdowej do Stanów Zjednoczonych A. P. Dr Dirac w ciągu ostatnich 10-ciu lat odwiedził Amerykę kilkakrotnie wygłaszając wykłady z fizyki teoretycznej. Obecnie został zaproszony również w tym samym celu. Miał wziąć także udział w obchodach dwóchsetnej rocznicy założenia Uniwersytetu Columbia.

Sprawa Oppenheimera

Specjalna Rada Bezpieczeństwa Komisji Energii Atomowej po kilku tygodniach obrad stwierdziła pełną lojalność dra J. R. Oppenheimera, jednak czterema głosami przeciw jednemu uznała za niemożliwe przywrócenie mu dawnego stanowiska i dalsze powierzanie

tajemnic wojskowych, dotyczących broni atomowej. Decyzja wywołała silną reakcję w całej Ameryce. Wielu wybitnych uczonych wyraziło oburzenie z powodu usunięcia z zajmowanego stanowiska człowieka, który położył olbrzymie zasługi w rozwoju amerykańskich badań atomowych. Między innymi 282 naukowców z Ośrodka Badań Atomowych w Los Alamos, co stanowi około 80% zespołu pracowników naukowych, wystąpiło protest do przewodniczącego Komisji Energii Atomowej.

Stopnie i tytuły naukowe

Stopień naukowy kandydata nauk fizycznych uzyskali: mgr J. Dąbrowski, mgr W. Królikowski, mgr M. Suffczyński, mgr J. Werle.

Centralna Komisja Kwalifikacyjna przyznała tytuł profesora nadzwyczajnego mgrowi inż. M. Danyszowi, drowi R. Ingardenowi, drowi L. Jurkiewiczowi, drowi T. Kopcewiczowi, drowi W. Łanieckiemu, drowi L. Natansonowi, drowi J. Pniewskiemu, drowi J. Rayskiemu, drowi J. Rzewuskiemu i drowi W. M. Ścisłowskiemu.

Tytuł naukowy docenta uzyskali: dr J. Gierula, dr M. Günther, dr K. Gostkowski, dr M. Halaubrenner, dr A. Hrynkiwicz, dr J. Janik, dr M. Massalski, dr W. Mościcki, dr M. Puchalik, dr W. Urbański.

Udział fizyków polskich w konferencjach międzynarodowych

Latem 1954 r. kilku fizyków polskich wzięło udział w konferencjach międzynarodowych za granicą.

Doc. J. Janik był ekspertem fizykiem delegacji polskiej na dorocznej konferencji RILEM, poświęconej metodom fizycznym badań materiałów budowlanych. Konferencja odbyła się w Trondheim (Norwegia) w drugiej połowie czerwca.

Prof. Sosnowski wziął udział w konferencji poświęconej fizyce ciała

stałego w Bristolu (13—17 lipca), a prof. M. Danysz, prof. Infeld, prof. Soltan i doc. J. Werle uczestniczyli w konferencji poświęconej fizyce jądrowej w Glasgow (13—17 lipca).

Wizyta prof. Rosenfelda

Prof. L. Rosenfeld (Manchester) odwiedził Warszawę, aby wziąć udział w sesji naukowej PAN dla uczczenia Marii Skłodowskiej-Curie. Prócz referatu wygłoszonego na sesji prof. Rosenfeld miał dwa wykłady w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego na temat cząstek α w jądrze atomowym i zagadnienia różnicy mas między cząstkami naładowanymi i nienaładowanymi.

Polskie Towarzystwo Fizyczne

Oddział Gdański

W I półroczu 1954 r. odbyło się 8 posiedzeń naukowych Oddziału, w tym 3 zebrania zwyczajne, na których wygłoszono następujące referaty:

mgr J. Ożóg — „Zagadnienia ogniw węglowych“;

mgr S. Bernasik — „Mezoatomy“;

dr B. Wojtowicz — „Całkowite zamknięcie Słońca w Polsce dn. 30 czerwca 1954 r.“;

oraz 5 zebrań, zorganizowanych wspólnie z Katedrą Podstaw Marksizmu-Leninizmu Politechniki Gdańskiej, poświęconych tematowi „Filozofia marksistowska w walce z idealizmem w fizyce i chemii“.

Poszczególne referaty wygłoszili:

prof. dr I. Adamczewski — „O pojęciach materii, masy i energii“;

dr J. Olszewski — „Specjalna teoria względności i podstawy mechaniki kwantowej w świetle materializmu dialektycznego“;

mgr J. Sokołowski — „Krytyka rezonansu chemicznego w świetle marksistowskiej teorii poznania“;

prof. kand. J. Mindowicz — „Pojęcie entropii, a tak zwana śmierć cieplna wszechświata“;

prof. kand. J. Mindowicz — „Materializm dialektyczny, a osiągnięcia fizyki i chemii współczesnej“.

Oddział urządził w Gdańsku cykl odczytów popularnych z demonstracjami pod ogólnym tytułem „Technika fizyki jądrowej“. Odczyty wygłoszili:

prof. M. Danysz — „Emulsje jądrowe w badaniach promieni kosmicznych“;

prof. dr I. Adamczewski — „Izotopy promieniotwórcze i ich zastosowanie“;

doc. dr W. Mościcki — „Promieniowanie kosmiczne zapisuje historię Ziemi“;

mgr B. Piekara — „Najszybsze elektrony“;

mgr inż. Z. Ogrzewalski — „Liczniki cząstek jonizujących“;

dr A. Hryniewicz — „Od cyklotronu do kosmotronu“;

mgr W. Nowak — „Oscyloskop elektronowy i jego zastosowanie“.

Ten cykl odczytów z wyjątkiem odczytu prof. Danysza został powtórzony w Szczecinie w Szkole Inżynierskiej.

W ramach pomocy dla nauczycieli szkół średnich na posiedzeniach sekcji dydaktycznej Oddziału dr J. Olszewski wygłosił 4 odczyty na temat „Skąd wiemy o kwantach światła?“.

Ponadto Oddział zorganizował cykl referatów dla oficerów marynarki wojennej na temat fizyki jądra atomowego i energii jądrowej oraz demonstracje z objaśnieniami do kursu fizyki dla szkół średnich. Prowadzona przez Oddział poradnia dla racjonalizatorów udzieliła 7 porad. Jeden z członków Oddziału (mgr A. Kasprzak) zgłosił pomysł racjonalizatorski, dotyczący badania naprężeń w metalach przy pomocy elektrokardiografu. Pomysł ten został opublikowany w technicznej prasie fachowej i wykorzystany w przemyśle.

Prof. I. Adamczewski zorganizował w Szczecinie miejscowy Oddział PTF i poprowadził konwersatorium w Zakładzie Fizyki Szkoły Inżynierskiej.

Oddział Gliwicki

W okresie od 1 stycznia do 30 czerwca 1945 r. odbyło się 8 posiedzeń naukowych Oddziału, na których zostały wygłoszone następujące referaty:

prof. dr W. Łaniecki — „Akademik Stefan Pieńkowski“ (wspomnienie pośmiertne);

prof. J. Szpilecki — „Przyrząd elektronowy do pomiaru i dawkowania krótkich czasów“;

prof. dr M. Puchalik — „Napięcia powierzchniowe roztworów“;

mgr inż. M. Jastrzębska-Mostowska — „Wyrównywanie funkcji przejścia elementów i układów automatyki“;

prof. dr M. Kwiek — „Fale płaskie o skończonej amplitudzie“;

prof. dr W. Łaniecki — „O nowej interpretacji działania prostownika suchego“;

prof. J. Szpilecki — „Problem równowagi i stanu ustalonego w fizyce i technice“;

prof. J. Szpilecki — „Stan ustalony oscylacji relaksacyjnych“.

W ramach popularyzacji fizyki Oddział zorganizował 6 odczytów:

prof. I. Postępska — „Promienie kosmiczne“;

prof. B. Matuła — „Ultradźwięki w technice i medycynie“;

mgr Z. Wajdowa — „Nowe poglądy na magnetyzm“;

prof. dr W. Łaniecki — „Źródła energii promieniowania Słońca i gwiazd“;

prof. M. Konopacki — „Skraplanie gazów i otrzymywanie niskich temperatur ze szczególnym uwzględnieniem prac Wróblewskiego i Olszewskiego“;

mgr M. Kobylański — „Radar i jego zastosowania“.

Ponadto członkowie Oddziału brali udział w pracach Poradni Racjonalizatorskiej Politechniki Śląskiej.

Oddział Krakowski

W pierwszym półroczu 1954 r. odbyło się 17 posiedzeń naukowych Oddziału, na

których zostały wygłoszone następujące referaty:

prof. dr M. Jeżewski — „Prace Zakładu Fizyki Technicznej AGH w dziedzinie pomiarów pojemności i stałej dielektrycznej“;

mgr K. Grotowski — „Otrzymywanie i wykrywanie cząstek $2n$ “;

mgr S. Wiktor — „O istocie czasu i przestrzeni“;

mgr K. Grotowski — „Komunikat Cowana i Reinesa o wykryciu swobodnego neutrina“;

prof. dr H. Niewodniczański — „Funkcja wzbudzenia dla fotodezintegracji berylu“;

dr J. Janik — „Rozpraszanie neutronów o temperaturze 80°K na drobinach CH_3OH i CH_3I “;

dr A. Hryniewicz — „Komora Glasera“;

mgr M. Wielowieyska — „Wytwarzanie par elektronowych o dużej energii“;

dr A. Hryniewicz — „Nadprzewodnictwo technetu“;

dr A. Hryniewicz — „Mikrotron na $4,5 \text{ MeV}$ “;

prof. dr L. Jurkiewicz — „Widmo fotonów i elektronów promieniowania kosmicznego“;

prof. dr H. Niewodniczański — „Wyznaczanie struktury jądra z pomiarów rozproszenia elektronów bardzo wysokiej energii“;

dr J. Massalski — „Krzywa przejścia dla fotonów wielkich pęków promieniowania kosmicznego“;

prof. dr L. Jurkiewicz — „Wpływ przenikliwych fotonów małej energii ($2-7 \text{ MeV}$) na krzywą absorpcji cząstek wielkopękowych w ołowiu“;

mgr S. Swierszczewski — „Reakcje jądrowe wywoływane przez ciężkie jony“;

mgr O. Stanisław — „Sytuacja w zagadnieniu ciężkich mezonów i hyperonów“;

mgr J. Hennel — „Nowe osiągnięcia rezonansu jądrowego“;

prof. dr M. Mięśowicz — „Wzbudzone nukleony“;

dr A. Hrynkiewicz — „Teoria pioruna kulistego i jej zastosowanie do wytłumaczenia latających talerzy“;

mgr O. Stanisław — „Kilka przykładów rozpadu mezonów w emulsjach warstwowych“;

prof. dr M. Jeżewski — „O dielektrycznych właściwościach ferroelektryków“;

prof. dr W. Łaniecki — „Badanie warstwy zaporowej suchego prostownika metodą pomiaru pojemności“;

prof. dr W. Łaniecki — „O wpływie trwałego obciążenia suchego prostownika na jego pojemność“;

prof. dr M. Mięśowicz — „Analiza pewnej dezintegracji spowodowanej przez cząstkę energii $2 \cdot 10^{18} \text{eV}$ “;

mgr Z. Chyliński — „Określenie środka masy w teorii względności“;

dr A. Hrynkiewicz — „Bevatron“;

mgr F. Leś — „Wyznaczenie spinu“;

W ramach akcji popularyzacyjnej ogłoszono dalszy ciąg cyklu odczytów pt. „Z zastosowań fizyki współczesnej“:

dr J. Janik — „Ultradźwięki“;

mgr D. Kunisz — „Analiza widmowa“;

prof. dr H. Niewodniczański — „Fluorescencja“;

Na trzech zebraniach sekcji dydaktycznej Oddziału zostały wygłoszone następujące referaty:

prof. dr L. Jurkiewicz — „Promieniowanie kosmiczne“ cz. I;

prof. dr L. Jurkiewicz — „Promieniowanie kosmiczne“ cz. II;

mgr Z. Leś — „Widma atomowe i budowa atomu“;

Sekcja Fizyczna Komitetu Współpracy Naukowców z Robotnikami zorganizowała w okresie od 8 stycznia do 14 maja 1954 r. 17 pokazów-odczytów z nauki o ciepłe, z elektromagnetyki, optyki, fizyki atomowej i jądrowej.

Gościem Oddziału był prof. dr W. Łaniecki (Gliwice).

Oddział Lubelski

W pierwszej połowie 1954 r. odbyło się 7 posiedzeń naukowych Oddziału, na których zostały wygłoszone następujące referaty:

prof. dr S. Ziemecki — „Liczniki scyntylicyjne“;

dr R. Kołodziejski — „Badanie jądra atomowego metodą odrywania cząstek“;

prof. dr S. Ziemecki — „O węglu radioaktywnym“;

prof. dr W. Żuk — „Naturalna promieniotwórczość potasu“;

mgr J. Meldizon — „Zastosowanie lampy elektrometrycznej do pomiaru słabych prądów“;

mgr M. Przytuła — „Teoria pasmowa ciała stałego“;

mgr J. Skierczyński — „Nowe metody w dziedzinie termodyfuzji cieczy“.

Oddział urządził cykl odczytów popularno-naukowych o budowie materii:

prof. dr S. Ziemecki — „Swoisty charakter zjawisk mikroświata“;

mgr S. Szpikowski — „Powłoka elektronowa i jądro atomu“;

mgr E. Trembacowski — „Promieniotwórczość naturalna i sztuczna“;

mgr J. Skierczyńska — „Maszyny do rozbijania atomów“;

prof. dr W. Żuk — „Rozszczepienie jąder atomów, transurany“;

mgr D. Stachórska — „Zagadnienie cząstek elementarnych w fizyce współczesnej“.

Ponadto członkowie Oddziału brali czynny udział w opracowywaniu projektów racjonalizatorskich dla zakładów przemysłowych.

Mgr S. Wieluński kontynuował wykłady fizyki i matematyki dla robotników.

W Zakładzie Fizyki zostały zmontowane 3 eksponaty do Muzeum Fizycznego.

Gościem Oddziału był dr R. Kołodziejski (Warszawa).

Oddział Łódzki

W I półroczu 1954 r. odbyło się 7 zebrań naukowych Oddziału. Wygłoszono na nich następujące referaty:

mgr A. Zawadzki — „Struktura pozioma wielkich pęków“;

mgr Niedźwiedziuk — „Teorie pochodzenia promieniowania kosmicznego“ cz. I;

mgr Niedźwiedziuk — „Teorie pochodzenia promieniowania kosmicznego“ cz. II;

mgr Cz. Balcerzak — „Własności i teoria helu II“;

mgr T. Gajewski — „O próbie modyfikacji ogólnej teorii względności wg M. Kohlera“;

prof. dr F. J. Wiśniewski — „O poziomach jądrowych“.

Oddział zorganizował następujące odczyty popularno-naukowe:

dr J. Gierula — „Światło“;

mgr A. Zawadzki — „Przemiany materii w świetle fizyki współczesnej“;

prof. Z. Wilhelmi — „Reaktory atomowe“.

Oprócz tego w okresie od 26 stycznia do 18 maja odbyły się 4 odczyty z pokazami dla nauczycieli:

mgr Cz. Balcerzak — „Prądy zmienne“ cz. II;

prof. L. Kojrański — „Prądy zmienne“ cz. III;

prof. L. Kojrański — „Fale elektromagnetyczne“;

prof. L. Kojrański — „Prądy elektryczne w gazach“

oraz 7 odczytów z pokazami dla uczniów:
mgr S. Michalak — „Dźwięk i jego analiza“;

mgr A. Tomaszewski — „Oscylograf i lampy elektronowe“;

mgr W. Kusch — „Indukcja elektromagnetyczna“;

mgr Krzyżowski — „Fale elektromagnetyczne“ cz. I;

mgr B. Piotrowski — „Doświadczenia z ciekłym powietrzem“;

mgr Krzyżowski — „Fale elektromagnetyczne“ cz. II;

mgr Niedźwiedziuk — „Polaryzacja“.

Gośćmi Oddziału byli: 1) prof. J. Gierula (Warszawa) i prof. Z. Wilhelmi (Warszawa).

Oddział Poznański

W I półroczu 1954 r. odbyło się 9 zebrań naukowych i dydaktycznych Oddziału, na których wygłoszono następujące referaty:

prof. A. Piławski — „Zastosowanie ultrakrótkofalowych promieni X w medycynie“;

prof. A. Zajączkowski — „Przeгляд teorii magnetyzmu“;

prof. dr A. Piekara — „O fizyce w ZSRR“;

prof. W. Wiśniewski — „O energii termodynamicznej“;

prof. dr A. Piekara — „Doświadczenia z elektrostatyki w szkole średniej“;

prof. K. Szukalski — „Soczewki mikrofalowe zbudowane z układu płyt metalowych“;

mgr T. Krajewski — „Proste demonstracje z ciepła w szkole średniej“;

prof. dr M. Kwiek — „Drgania i hałasy statystyczne“;

prof. dr A. Piekara — „Próby przystępnego wprowadzenia zasad dynamiki Newtona“.

Zarząd Oddziału urządził w dniach od 27 lutego do 3 kwietnia cykl odczytów popularnych pt. „Atomy i kryształy w nauce i technice“. Cykl ten obejmował 5 odczytów:

mgr dr A. Piekara — „Budowa i drgania atomu“;

prof. dr M. Kwiek — „Siatka kryształiczna i jej drgania“;

prof. A. Wolska — „Kryształy półprzewodzące“;

prof. dr S. Szczeniowski — „Ferromagnetyki“;

mgr Z. Pająk — „Ferroelektryki“.

Ponadto członkowie Oddziału brali czynny udział w poradni dla racjonalizatorów Uniwersytetu Poznańskiego.

Gościem Oddziału był prof. W. Wiśniewski (Wrocław) i prof. A. Wołoska (Warszawa).

Oddział Toruński

W okresie od 1 stycznia do 30 czerwca 1954 odbyły się 3 posiedzenia naukowe Oddziału, na których wygłoszono następujące referaty:

dr J. Olszewski — „Teoria względności w świetle materializmu dialektycznego“;

prof. dr J. Gierula — „Postępy prac z licznikami Geigera-Müllera“;

prof. dr H. Niewodniczański — „Uwagi o pracach doświadczalnych prowadzonych w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej UJ i w Zakładzie Jądra Atomowego Instytutu Fizyki PAN“.

Z okazji 20-lecia śmierci Marii Skłodowskiej-Curie Oddział zorganizował wspólnie z PTCh., PTL i z Towarzystwem Kopernika cykl odczytów, poświęconych nauce o promieniotwórczości i fizyce jądra atomowego. W cyklu tym członkowie PTF wygłoszili następujące odczyty:

prof. dr J. Rayski — „Jądro atomowe“;

prof. dr W. Mościcki — „Energia atomowa“;

prof. dr J. Gierula — „Promienie kosmiczne“.

Poza tym zorganizowano 19 odczytów dla uczniów klas X i XI szkół średnich ogólnokształcących i zawodowych w Toruniu i w wielu innych miastach woj. bydgoskiego.

Gośćmi Oddziału byli: dr J. Olszewski (Gdańsk), prof. dr J. Gierula (Warszawa) i prof. dr H. Niewodniczański (Kraków).

Oddział Warszawski

W pierwszym półroczu 1954 odbyły się 3 posiedzenia naukowe Oddziału, na których wygłoszono następujące referaty:

prof. dr W. Żuk — „Dokładność pomiaru w spektrometrii masowej“;

prof. dr L. Sosnowski — „Wrażenia naukowe z podróży do ZSRR“.

Zorganizowano uroczyste posiedzenie poświęcone pamięci prof. Czesława Białobrzeskiego, na którym wygłoszili referaty:

prof. dr W. Ścisłowski — „Czesław Białobrzeki jako Uczony i Człowiek“;

prof. dr I. Adamczewski — „Pracownia Fizyczna profesora Białobrzeskiego oraz Jego działalność na terenie Pracowni i w latach wojny“.

W zakresie popularyzacji fizyki zorganizowano 5 odczytów popularno-naukowych dla szerokiej publiczności:

prof. dr A. Sołtan — „Reaktor atomowy“

prof. dr L. Sosnowski — „Tranzystory“

prof. mgr T. Skaliński — „Optyka atomowa i molekularna w zastosowaniach technicznych“

prof. mgr B. Buras — „Pierwiastki promieniotwórcze na usługach nauki i techniki“

dr J. Grączewski — „Zastosowania fizyki w medycynie“

Ponadto urządzono 15 odczytów z licznymi pokazami dla starszych klas szkół ogólnokształcących i zawodowych:

mgr J. Auleytner — „Promienie Röntgena oraz ich zastosowanie“ (2 odczyty)

prof. T. Skaliński — „Zjawiska wskazujące na falowy charakter światła“ (3 odczyty)

mgr S. Pasierbiński — „Fale elektromagnetyczne“ (2 odczyty)

mgr C. Ścisłowski — „Zjawisko fotoelektryczne“ (3 odczyty)

mgr O. Wołczek — „Promieniotwórczość naturalna i sztuczna“ (3 odczyty)

mgr W. Wardzyński — „Niskie temperatury“ (2 odczyty)

oraz 19 pogadanek o studiach fizycznych dla najstarszych klas szkół ogólnokształcących.

Oddział prowadził również akcję popularyzacyjną na terenie Domu Kultury ZZ. Odbyło się tam 5 odczytów z fizyki:

mgr W. Wardzyński — „Wytwarzanie niskich temperatur“

prof. dr J. Grębski — „Wytwarzanie wysokich temperatur i metody ich pomiaru“

mgr W. Wardzyński — „O pewnych zagadnieniach związanych ze świeceniem ciał“

prof. dr L. Infeld — „Bomba wodowa“

mgr M. Chmielewski — „Oscyloskop w służbie fizyki i techniki“.

Gośćmi Oddziału byli: prof. W. Żuk (Lublin) i prof. dr I. Adamczewski (Gdańsk).

Oddział Wrocławski

W pierwszej połowie 1954 r. odbyło się 8 posiedzeń naukowych Oddziału, na których wygłoszone zostały następujące referaty:

mgr B. Sujak — „Wzbudzona emisja elektronów na tle efektu Russela i Cramera“, cz. I

mgr B. Sujak — „Wzbudzona emisja elektronów na tle efektu Russela i Cramera“, cz. II

prof. dr J. Rzewuski — „Nielocalne teorie pól“, cz. I

mgr W. Szczurówna — „Zagadnienie korelacji pędów mezonów w gwiazdach promieniowania kosmicznego“

mgr B. Baranowski — „Termodynamika procesów nieodwracalnych“

mgr B. Sujak — „Długofalowa wzbudzona selektywność fotoemisji z KCl związana z F-centrami“

prof. dr J. Rzewuski — „Nielocalne teorie pól“, cz. II

mgr A. Zawadzki — „Doświadczalne wyznaczenie rozkładu gęstości cząstek w przekroju poziomym wielkich pęków promieniowania kosmicznego“.

W kwietniu i w maju Oddział zorganizował cykl odczytów popularnych:

mgr Z. Sidorski — „O reaktorach atomowych“

mgr Cz. Jankiewicz — „Teoria względności“

mgr T. Zakrzewski — „Sposoby otrzymywania i pomiaru próżni“

mgr W. Szczurówna — „Elementarne cząstki materii“

mgr B. Sujak — „Emisja elektronów z ciała stałego“

mgr R. Męclewski — „O projektorze elektronowym“

Gościem Oddziału był mgr A. Zawadzki (Łódź).

Prace opublikowane

P. Ciok, M. Danyszi J. Gierula „Dwie obserwacje nietrwałych fragmentów jądrowych“, *Bull. Acad. Pol. Sc.*, Cl. III, 2, 171 (1954).

Streszczenie: Zanalizowano dwa nowe przypadki opóźnionego rozpadu fragmentów jądrowych, powstałych w oddziaływaniu cząstek kosmicznych wielkiej energii z jądrami w emulsji fotograficznej. Otrzymane rezultaty zestawiono z danymi dotyczącymi podobnych rozpadów, obserwowanych przez innych autorów. Wszystkie dotychczasowe dane wydają się popierać hipotezę cząstki Λ^0 związanej w jądrze.

A. Z. Hryniewicz — „Uwaga o zależności od Z przekroju czynnego na tworzenie par“, *Acta phys. polon.*, 13, 205 (1954).

Streszczenie: Została podana nowa interpretacja wyników doświadczalnych poprzednich prac autora na ten temat. Otrzymana zależność od Z przekroju czynnego na tworzenie par elektronowych przez promienie γ ThD (2, 62 MeV) jest zgodna z teorią Jaegera i Hulme'a.

L. Infeld — „Równania ruchu a nieharmoniczne warunki na współrzędne“, *Bull. Acad. Pol. Sc.*, Cl. III, 2, 163 (1954).

Streszczenie: Wyprowadzono newtonowskie równania ruchu dwóch ciał z równań pola ogólnej teorii względności metodą zblizoną do metody Focka, posługując się jednak innym nieharmonicznym warunkiem na współrzędne. Można to zrobić dzięki temu, że warunek na współrzędne, wbrew temu co twierdzi Fock, nie ma nic wspólnego z równaniami ruchu i to nie tylko w newtonow-

skim, ale również pozanewtonowskim przybliżeniu.

L. Infeld — „O ruchu ciał w ogólnej teorii względności“, *Acta phys. polon.*, **13**, 187 (1954).

Streszczenie: Celem tej pracy jest wyrowadzenie pozanewtonowskich równań ruchu. Udało się przy użyciu funkcji δ w tensorze energii pędu tak uprościć wyrowadzenie tych równań z ogólnej teorii względności, że wszystkie rachunki (z wyjątkiem trywialnych uproszczeń) są umieszczone w tej pracy.

R. S. Ingarden i H. Ochman — „O optymalnych układach optycznych“, *Bull. Acad. Pol. Sc.*, Cl. III, 2, 171 (1954).

Streszczenie: Przedmiotem pracy jest teoria zdolności rozdzielczej układów optycznych o symetrii obrotowej z uwzględnieniem aberracji dowolnego rzędu, ale przy ograniczeniu się do przedmiotów, położonych na osi obrotu w nieskończoności i małych kątów aperturowych. Zdefiniowano pojęcie optymalnego układu optycznego jako takiego, którego dystrybuanta fourierowska jest stała dla wszystkich częstości mniejszych od częstości granicznej, odpowiadającej granicznej zdolności rozdzielczej. Okazało się, że optymalnym układem optycznym o danej aperturze nie jest układ idealny, lecz układ, którego aberracje znajduje się przez rozwinięcie tak określonej dystrybuanty na wielomiany Czebyszewa.

A. Jabłoński — „Wygaszanie fotoluminescencji roztworów“, *Acta phys. polon.*, **13**, 175 (1954).

Streszczenie: Podany został formalizm, pozwalający opisać zjawiska związane z wygaszaniem fotoluminescencji roztworów, oparty na modelu powłokowym centrów fotoluminescencji w roztworach. Podano i przedyskutowano przybliżone rozwiązania układu równań różniczkowych, opisujących zachowanie się roztworów, zawierających drobiny wygaszające. Szereg wzorów, podanych przez różnych autorów, wynika jako przybliżenia z niniejszej teorii.

J. A. Janik — „Rozpraszanie powolnych neutronów przez ciecze. Rozpraszanie neutronów o temperaturze 80°K w CH_3OH i CH_3I “, *Bull. Acad. Pol. Sc.*, Cl. III, 2, 225 (1954).

Streszczenie: W jednej z poprzednich prac wysunięto hipotezę, że teoria Sachsa i Tellera, dotycząca zjawiska rozpraszania powolnych neutronów na sztywnych drobinach gazu, stosuje się także do wielu cieczy. W niniejszej pracy hipoteza ta została sprawdzona dla drobin CH_3I przy użyciu neutronów o maxwellovskich rozkładach prędkości, odpowiadających temperaturom 80°K i 300°K . Teoria Sachsa i Tellera nie stosuje się jednak do drobin CH_3OH ze względu na zachodzącą w tej drobinie wewnętrzną, zahamowaną rotację grup OH i CH_3 względem siebie. Otrzymane wyniki zgadzają się z teorią wpływu rotacji zahamowanej na rozpraszanie powolnych neutronów podaną przez Kołosa.

J. A. Janik — „Rozpraszanie neutronów o temperaturze 80°K na drobinach CH_3OH i CH_3I “, *Acta phys. polon.*, **13**, 167 (1954).

Streszczenie: Jest to obszerniejsze sprawozdanie z pracy, której najważniejsze wyniki ogłoszono w Biul. PAN.

L. Jurkiewicz — „Wpływ fotonów przenikliwych małej energii (2–7 MeV) na krzywą absorpcji cząstek wielkich pęków w ołowiu“, *Bull. Acad. Pol. Sc.*, Cl. III, 2, 329 (1954).

Streszczenie: Głównym celem pracy było przestudiowanie wpływu fotonów przenikliwych małej energii na całą krzywą absorpcji cząstek wielkiego pęku. Pomiaru wykonano za pomocą teleskopu licznikowego, złożonego z 2 tacami sprzężonego w koincydencjach z 3 tacami detektora wielkich pęków. Teleskop był przykrywany absorbentem Pb o grubości od 3 mm do 25 cm. Stwierdzono wpływ fotonów przenikliwych na krzywą absorpcji w zakresie grubości absorbenta od 17 mm do 15 cm. Niemniej jednak fotony przenikliwe nie są jedyną przyczyną spadku krzywej między 10 a 15 cm Pb. Istnieje

dobrze mierzalna liczba elektronów lub fotonów o energiach tak wysokich, że dają jeszcze rejestracje pod absorbentem Pb 10 cm. Energię tych elektronów względnie fotonów można oszacować na 10^{10} eV.

J. Massalski — „Krzywa przejścia dla składowej fotonowej wielkich pęków promieniowania kosmicznego, *Bull. Acad. Pol. Sc.*, Cl. III, 2, 335 (1954).

Streszczenie: Zbadano krzywą przejścia - absorpcji dla cząstek wielkich pęków promieniowania kosmicznego w zakresie od 0 do 10 cm Pb. Wielkie pęki rejestrowano za pomocą detektora złożonego z trzech tac licznikowych. Absorpcję badano za pomocą teleskopu licznikowego, złożonego z dwóch tac. Absorbent umieszczano ponad teleskopem lub między tacami teleskopu. Z analizy uzyskanych bezpośrednio pomiarów krzywych przejścia-absorpcji otrzymano krzywe przejścia osobno dla elektronów i fotonów. Na stosunek liczby fotonów do liczby elektronów w warunkach pomiaru, tj. blisko trzonu wielkiego pędu, uzyskano wartość $1,0 \pm 0,2$.

L. Maurin — „Czy w widmie promieni X obserwowalne są linie elektryczne oktopolowe?“, *Bull. Acad. Pol. Sc.*, Cl. III, 2, 69 (1954).

Streszczenie: Obliczono natężenie linii elektrycznych oktopolowych w seriach K, L, i M widm promieni X i podano dla jakich pierwiastków linie te mogą być obserwowane.

H. Niewodniczański i M. Wiewioleyska — „Rozkład kątowy fotonów z berylu wyznaczony metodą emulsyj fotograficznych“, *Bull. Acad. Pol. Sc.*, Cl. III, 2, 25 (1954).

Streszczenie: Wyznaczono rozkład kątowy fotonów wytworzonych z ${}^9\text{Be}$ przez promienie γ preparatu mezo-toru. Skolimowana wiązka promieni γ przefiltrowana w warstwie ołowiu o grubości 4,5 cm, padała na kawałek berylu metalicznego. Neutrony wytworzone w berylu w reakcji ${}^9\text{Be}(\gamma, n){}^8\text{Be}$ padały niemal stycznie do po-

wierzchni emulsji na 3 płyty jądrowe, z których jedna była ustawiona w kierunku wiązki promieni γ , dwie zaś pozostałe na wprost siebie pod kątem 90° względem tego kierunku. Liczono w emulsjach fotograficznych tory protonów odrzuconych przez neutrony o energiach 0,88 MeV i 1,35 MeV, odpowiadających energiom promieni γ ThD 2,62 MeV i 3,20 MeV. Opracowanie wyników zliczeń torów wykazało, że rozkład kątowy fotonów przy przyjęciu prawa rozkładu kąтового ($a+b \cdot \sin^2 \Theta$) oraz przy założeniu na energię progu fotodezintegracji jądra ${}^9\text{Be}$ wartości 1,67—1,68 MeV jest dla stosowanych promieni γ zgodny z przewidywaniami teoretycznymi. Na stosunek a/b otrzymano dla promieni γ o energii 2,62 MeV wartość 1,56, zaś dla energii 3,20 MeV — 1,26.

J. Plebański — „O klasycznych właściwościach pakietów falowych oscylatora, *Bull. Acad. Pol. Sc.*, Cl. III, 2, 213 (1954).

Streszczenie: Posługując się ogólnym aparatem matematycznym mechaniki kwantowej dowiedziono szereg tożsamości operatorowych związanych ze specjalnymi własnościami operatora uczasowania w przypadku oscylatora. Na podstawie tych tożsamości podano pewną ogólną własność zależnych od czasu amplitud prawdopodobieństwa oscylatora. Stosując to ogólne twierdzenie podano nieskończoną rodzinę pakietów falowych (nie rozprzyskujących się), o klasycznych własnościach, które tworzą zupełny ortonormalny układ funkcji. Pakiet Kennarda jest jedną z tych funkcji. Spośród wszystkich możliwych pakietów jedynie otrzymanej rodzinie pakietów przysługuje przejście korespondencyjne do klasycznego opisu ruchu oscylatora w przypadku $\hbar \rightarrow 0$. Uzyskane wyniki mogą mieć pewne znaczenie w dyskusji interpretacyjnej, ponieważ mogą być prosto uogólnione na przypadek skwantowanego pola.

M. Puchalik — „Badania zależności od koncentracji napięcia powierzchni-

wego i lepkości roztworów silnie polarnych substancji w polarnych i niepolarnych rozpuszczalnikach", *Acta phys. polon.*, 13, 159 (1954).

Streszczenie: Autor zbadał zależność napięcia powierzchniowego i lepkości od stężenia dla roztworów benzenowych i wodnych substancji silnie polarnych. W większości przypadków krzywe, wyrażające zależność napięcia powierzchniowego od stężenia, miały przebieg normalny i można je było wyrazić znanym równaniem Szyrkowskiego. Jedynie dla roztworów benzenowych alkoholu etylowego i dla wodnych roztworów pirokatechiny otrzymano krzywe zupełnie odmiennej postaci. W pierwszym przypadku nienormalny przebieg krzywej można wytłumaczyć powstawaniem stosunkowo trwałych kompleksów asocjacyjnych za pośrednictwem mostka wodorowego. To tłumaczenie zawodzi jednak dla wodnych roztworów pirokatechiny. Okazało się, że pomiary napięcia powierzchniowego i lepkości łącznie z pomiarami kryoskopowymi pozwalają w pewnych przypadkach określić rodzaj asocjacji. Parachory roztworów w większości zbadanych przypadków nie wykazywały addytywności. Bardzo dokładnie była spełniona addytywność dla benzenowych roztworów alkoholu etylowego.

W. Staszewski — „O oddziaływaniu wzajemnym dwóch kulek w drgającym powietrzu“, *Acta phys. polon.*, 13, 209 (1954).

Streszczenie: Zbadano wzajemne oddziaływanie dwóch kulek umieszczonych w rurze Kundta, poprzecznie od osi rury. Stwierdzono, że siła działająca między kulkami może być zarówno przyciągająca, jak i odpychająca w zależności od średnicy kulek oraz od częstości i natężenia pola akustycznego. W ten sposób została wyjaśniona sprzeczność wyników doświadczeń Cooka i Andrade, które były przeprowadzone w różnych warunkach.

Nowe wydawnictwa fizyczne

Biuletyn Informacyjny PWN donosi o ukazaniu się następujących książek i skryptów:

S. Szczeniowski — Fizyka doświadczalna, cz. IV. Optyka, 372 str. + 28 tablic + 465 ilustracji.

W. Rubinowicz — Kwantowa teoria atomu, 431 str.

Ćwiczenia laboratoryjne z fizyki, praca zbiorowa pod red. T. Dryńskiego, 442 str. + 39 tablic + 336 ilustracji.

Zbiór zadań z fizyki, cz. II, praca zbiorowa, przekład z jęz. ros. pod red. W.K. apuścińskiego, 288 str.

Zagadnienia filozoficzne fizyki, zeszyt 2, pod red. B. Burasa i K. Majewskiego. Zagadnienia filozoficzne mechaniki kwantowej i teorii względności, 204 str.

Zagadnienia filozoficzne fizyki, zeszyt 3. Pod red. K. Majewskiego. Zagadnienia filozoficzne teorii względności, 288 str.

W. Fiesienkow — Współczesne poglądy na Wszechświat, przekład z jęz. ros., 247 str.

Materiały z Konferencji Fizyków w Spale, 366 str.

E. Stenz — Wstęp do geofizyki (skrypt), 179 str.

I. Adamczewski — Fizyka, t. I (skrypt), 269 str.

Paul Selényi (1886—1954)

21 marca 1954 r. zmarł w Budapeszcie w wieku 68 lat prof. Paul Selényi, wybitny węgierski fizyk doświadczalny. Selényi był uczniem Loranda Eötvösa. Już przed pierwszą wojną światową odznaczył się szeregiem ciekawych prac z dziedziny optyki. Pokrywając ściankę całkowicie odbijającego pryzmatu substancją fluoryzującą, Selényi wykazał koherentność promieni świetlnych, wysyłanych przez tę substancję w przeciwnych kierunkach. Było to jedno z podstawowych doświadczeń optyki falowej.

W okresie międzywojennym fala prześladowań antysemitycznych na Węgrzech przerwała działalność naukową Selényiego.

Wkrótce jednak zaczął pracować w fabryce lamp Tungstram, gdzie zajmował się techniką próżni, technologią lamp i fotometrią. W czasie drugiej wojny światowej Selényi został usunięty z fabryki lamp. Ciężkim dla niego ciosem była strata jedyne go syna, wywiezionego i zamordowanego przez faszystów. Po wojnie Selényi objął ponownie stanowisko profesora w swym starym instytucie uniwersyteckim w Budapeszcie i został wybrany na członka korespondenta Węgierskiej Akademii Nauk.

K. T. Compton (1884—1954)

Kilka miesięcy temu zmarł znany fizyk amerykański Karl Taylor Compton.

Urodzony w 1887 r. w Wooster w stanie Ohio, Compton otrzymał tytuł doktora w Princeton w 1912 r. Po dwóch latach pracy pedagogicznej w Reed College dr Compton wrócił do Princeton, gdzie przebywał do r. 1930. W 1929 r. objął kierownictwo Departamentu Fizyki. W latach 1930—1948 Compton był prezydentem Massachusetts Institute of Technology.

Prace naukowe Comptona stanowią cenny wkład w różne dziedziny fizyki, jak jonizacja gazów, miękkie promienie X, spektroskopia dalekiego ultrafioletu, fluorescencja i dysocjacja gazów, wyładowanie w gazach, fotoelektryczność, radar i energia atomowa.

W uznaniu zasług na polu naukowym Compton został udekorowany medalem Rumforda i otrzymał tytuł *doktora honoris causa* Uniwersytetu w Cambridge.

Pomoc ZSRR przy budowie reaktora i akceleratora

W dniu 18 stycznia rb. ukazał się następujący komunikat Agencji TASS:

„Rząd radziecki, przywiązując wielką wagę do wykorzystania energii atomowej w celach pokojowych, postanowił udzielić innym państwom pomocy naukowo-technicznej i produkcyjnej w stworzeniu baz naukowo-doświadczalnych dla rozwoju badań w dziedzinie fizyki jądrowej i wykorzystania energii atomowej do celów pokojowych.

Rząd radziecki skierował do Chińskiej Republiki Ludowej, Polskiej Rzeczypospolitej Ludowej, Republiki Czechosłowackiej, Rumuńskiej Republiki Ludowej i Niemieckiej Republiki Demokratycznej propozycję w sprawie udzielenia im wszechstronnej pomocy w zaprojektowaniu, dostarczeniu urządzeń i zbudowaniu doświadczalnych stosów atomowych o mocy cieplnej po 5 tysięcy kilowatów każdy i akceleratorów cząstek elementarnych. Przewiduje się także przydzielenie tym krajom niezbędnej ilości materiałów rozszczepialnych dla stosów atomowych i dla prowadzenia prac naukowo-badawczych. Uwzględnia się przy tym okoliczność, że wspomniane kraje dostarczają Związkowi Radzieckiemu odpowiednich surowców.

Uczni i inżynierowie tych krajów uzyskają możliwość zaznajomienia się z pracami naukowo-badawczymi prowadzonymi w ZSRR w dziedzinie wykorzystania energii atomowej do celów pokojowych oraz z działaniem doświadczalnych stosów atomowych. Utworzenie wspomnianych baz naukowo-doświadczalnych umożliwi tym krajom rozwinięcie na szeroką skalę prac naukowo-badawczych w dziedzinie fizyki jądrowej, uzyskiwanie za pomocą doświadczalnych stosów atomowych dostatecznych ilości radioaktywnych izotopów dla wykorzystania ich w medycynie, biologii oraz w różnych dziedzinach nauki i techniki, jak również wyszkolenie kadr naukowych

i inżynierskich dla dalszego rozwoju prac nad pokojowym wykorzystaniem energii atomowej.

Rozpatrywana jest kwestia rozszerzenia kręgu krajów, którym ZSRR również będzie mógł udzielić poparcia i pomocy w rozwijaniu prac naukowo-doświadczalnych w dziedzinie wykorzystania energii atomowej do celów pokojowych“.

Propozycja Rządu ZSRR ma oczywiście niezmiernie doniosłe znaczenie dla rozwoju w Polsce fizyki jądra atomowego, dla rozwoju prac nad przemysłowym wykorzystaniem energii jądrowej oraz zastosowaniem izotopów promieniotwórczych w różnych dziedzinach nauki i techniki.

W realizacji tego zamierzenia główne zadanie przypadnie niewątpliwie fizykom. Będzie ono polegać w pierwszym rzędzie na budowie wielkich instalacji badawczych przy czynnej współpracy fizyków radzieckich. Fizycy winni również odegrać główną rolę w opracowaniu metod zastosowań medycznych, biologicznych i technicznych oraz w przygotowaniu inżynierów, lekarzy i przyrodników do posługiwania się tymi metodami.

D. BŁOCHINCEW

PODSTAWY MECHANIKI KWANTOWEJ

Wyd. I, s. 592, zł 35,60

Treść: Podstawy teorii kwantów — Podstawy mechaniki kwantowej — Przedstawienie wielkości mechanicznych za pomocą operatorów — Zmiana stanu w czasie — Zmiana w czasie wielkości mechanicznych — Związek mechaniki kwantowej z mechaniką klasyczną i optyką — Podstawy teorii przedstawień (reprezentacji) — Teoria ruchu cząstek w polu sił potencjalnych — Ruch naładowanej cząstki w polu elektromagnetycznym — Mechaniczny i magnetyczny moment własny elektronu — Rachunek zaburzeń — Najprostsze zastosowania rachunku zaburzeń — Rachunek zaburzeń dla widma ciągłego i teoria zderzeń — Wysyłanie, pochłanianie i rozpraszanie światła przez układy atomowe — Przenikanie cząstek przez bariery potencjalne — Zagadnienie wielu ciał — Proste zastosowanie teorii ruchu wielu ciał — Układy jednakowych cząstek — Drugie kwantowanie i statystyka kwantowa — Atomy wieloelektronowe — Tworzenie się molekuł — Zjawiska magnetyczne — Zakończenie — Uzupełnienia — Skorowidz.

— PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE —

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD

Przewodniczący
Prof. dr LEOPOLD INFELD, czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący
Prof. dr ANDRZEJ SOLTAN, czł. koresp. PAN

Sekretarz
Kand. JANUSZ DĄBROWSKI

Skarbnik
Prof. dr JERZY PNIEWSKI

Członek Zarządu
Prof. dr LEONARD SOSNOWSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk — Prof. dr IGNACY ADAMCZEWSKI

Głiwice — Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI

Kraków — Prof. dr LEOPOLD JURKIEWICZ

Lublin — Prof. dr STANISŁAW ZIEMECKI

Łódź — Prof. dr FELIKS J. WIŚNIEWSKI

Poznań — Prof. dr ARKADIUSZ PIEKARA

Toruń — Prof. dr WANDA HANUSOWA

Warszawa — Prof. kand. ZDZISŁAW WILHELMI

Wrocław — Prof. dr BOLESŁAW MAKIEJ

TRESC

<i>S. Szczeniowski, H. Niewodniczański</i> — Fizyka polska w pierwszym dziesiętleciu Polski Ludowej	3
Spis prac naukowych ogłoszonych w latach 1945—1955	12
<i>I. Joliot-Curie</i> — Wspomnienie o Marii Skłodowskiej-Curie	40
<i>K. Rosiński</i> — Nowe drogi badań teoretycznych absorpcji światła przez złożone cząsteczki organiczne	66
<i>J. Hennel</i> — O nadsubtelnej strukturze stanu podstawowego atomu wodoru	84
<i>J. Łopuszański</i> — Teoria kaskadowa promieniowania kosmicznego	96

DYSKUSJE

<i>J. W. Ostrowski</i> — W sprawie popularyzacji fizyki	122
<i>S. Ziemecki</i> — O popularyzacji w ogóle i o popularyzacji fizyki w szczególności	125

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Sesja Naukowa Polskiej Akademii Nauk poświęcona pamięci Marii Skłodowskiej-Curie (<i>O. Ch.</i>)	128
IV Ogólnopolska Konferencja Fizyków (<i>P. Z.</i>)	132
Konferencja Fizyki Jądrowej w Glasgow 1954 (<i>J. W.</i>)	137
II Teoretyczna Konferencja Chemików (<i>W. K.</i>)	140

RECENZJE

<i>W. Rubinowicz</i> — Kwantowa teoria atomu (rec. <i>B. Średniawa</i>)	142
<i>S. Striełkow, I. Elcin, I. Jakowlew</i> — Zbiór zadań z fizyki (rec. <i>S. Gnatowski</i>)	143
<i>W. Ginzburg, L. Lewin, M. Rabinowicz, D. Ziwuchin, E. Czetwierikowa</i> — Zbiór zadań z fizyki (rec. <i>S. Gnatowski</i>)	144

KRONIKA	146
-------------------	-----

Zawiadamiamy naszych Czytelników,
że w r. 1955 POSTĘPY FIZYKI ukazywać
się będą jako dwumiesięcznik.
