

POSTĘPY FIZYKI

CZASOPISMO
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM V ❖ ZESZYT 3

PTF

1 ❖ 9 ❖ 5 ❖ 4

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

CZASOPISMO POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM V • ZESZYT 3

Zakład Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej
Wydz. Matem.-Przyrodniczy
LUBLIN

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1 9 5 4

KOLEGIUM REDAKCYJNE

Redaktor Naczelny

LUDWIK NATANSON
Warszawa

Zastępca Redaktora

KAROL MAJEWSKI
Warszawa

Sekretarz Redakcji

BARBARA WOJTOWICZ
Warszawa

Członkowie

WŁADYSŁAW KAPUŚCIŃSKI
Warszawa

HENRYK NIEWODNICZAŃSKI
Członek korespondent PAN
Kraków

W J C I E C H R U B I N O W I C Z
Członek rzeczywisty PAN
Warszawa

L E O N A R D S O S N O W S K I
Warszawa

S Z C Z E P A N S Z C Z E N I O W S K I
Poznań

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

Adres Redakcji: Warszawa, Hoża 69.

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE — W A R S Z A W A 1954	
Nakład 1900 +100	Oddano do składania 14/IV 1954
Ark. wyd. 14,07, druk. 11,5	Podpisano do druku 15/VII 1954
Papier dr. sat. 70 g 70×100/16 V kl.	Druk ukończono 20/VII 1954
Cena zł 10,-	Zamówienie nr 317/32 K-5-10703
POZNAŃSKA DRUKARNIA NAUKOWA — POZNAŃ, FREDRY 10	



Ludwik Natanson

Instytut Fizyki

Uniwersytetu Warszawskiego

Stefan Pieńkowski

Nie piszemy tu wyczerpującego studium o Profesorze Pieńkowskim. Nie będziemy zdawać szczegółowo sprawy z jego działalności, oceniać jego osiągnięć, ważyć jego zasług. Takie zamierzenie przerastałoby nasze możliwości.

Pragniemy tylko szkicowo przedstawić go takim, jakim pozostaje w pamięci tych, wśród których pracował, którymi kierował, których prowadził po drodze dociekania naukowej prawdy.

Od r. 1919 dzieje jego działalności spletają się najściślej z dziejami rozwoju fizyki w Polsce. Cały okres poprzedni jego życia, to okres przygotowania, formowania charakteru i nabywania wiedzy przez studia i przez samodzielną pracę naukową.

Stefan Pieńkowski urodził się w Młynowie 28 lipca 1883 roku. Po ukończeniu gimnazjum, ze względu na trudne warunki materialne, przez dwa lata nie mógł wyjechać na dalsze studia. Wstąpić na wyższą uczelnię w Warszawie, to jest na Uniwersytet lub Politechnikę Warszawską, w ówczesnych warunkach politycznych — nie chciał.

Wreszcie wyjechał do Liège. Zamierzał zostać inżynierem-elektrykiem, co szło wtedy po linii jego zainteresowań, a przy tym zapewniało mu stanowisko dające podstawę materialnego bytu. W toku studiów inżynierskich zetknął się z naukami ścisłymi i ulegając ich nieprzepartemu urokowi zaczął rozumieć, że nie znajduje się na właściwej drodze. Stopniowo dojrzywał do zasadniczej decyzji. Wreszcie, mając już za sobą dwa lata studiów i szereg świetnie zdanych egzaminów, postanawia zmienić kierunek studiów i całkowicie poświęcić się fizyce. Był to krok istotnie heroiczny uczyniony wbrew wszelkim praktycznym kalkulacjom życiowym i wbrew jednomyślnej presji otoczenia. Pieńkowski jednak zrozumiał konieczność pójścia za głosem swego prawdziwego powołania. W studiach na Wydziale Matematyczno-Fizycznym Uniwersytetu w Liège początkowo pociągnięty był pięknem i mocą koncepcji fizyki teoretycznej. Dopiero bliższe zetknięcie z pracą badawczą doświadczalną uczyniło zeń eksperymentatora. W r. 1910 otrzymał stopień doktorski. Jego praca dok-

torska została odznaczona złotym medalem Académie Royale de Belgique. Po uzyskaniu doktoratu wyjechał na dalsze studia do Heidelbergu, gdzie pracował pod kierunkiem Lenarda.

Powróciwszy do Liège rozpoczął wykłady fizyki w tamtejszej École Polytechnique, a w r. 1914 został powołany na stanowisko zastępcy profesora (professeur suppléant) do Uniwersytetu.

W r. 1919 Pieńkowski powrócił do kraju wezwany aby objąć katedrę fizyki doświadczalnej na Uniwersytecie Warszawskim. Obejmował ją w chwili trudnej i ważnej. Po stu kilkudziesięciu latach Polska odzyskała wreszcie samodzielny byt państwowy. Przed nauką otwierały się nowe szerokie horyzonty. Fizyka w Polsce stanęła na rozdrożu. Świetny okres ośrodka krakowskiego miał się już ku końcowi. August Witkowski zmarł sześć lat, a Smoluchowski dwa lata przed powrotem Pieńkowskiego do kraju.

Niedawno odrodzony Uniwersytet Warszawski był dopiero w stadium rozbudowy. Zakład Fizyki Doświadczalnej trzeba było tworzyć i organizować od podstaw. Przez pierwsze lata wykłady i ćwiczenia musiały się odbywać w pożyczonych lokalach, na Politechnice.

Pierwszą troską Profesora Pieńkowskiego było urządzenie siedziby Zakładu. Gmach przy ulicy Hożej postawiony w r. 1914 pozostawał do tego czasu niewykończony. Wtedy po raz pierwszy zabłysnął talent organizatorski Profesora Pieńkowskiego i objawiła się jego pasja budowania, które później uczyniły pamiętnymi w dziejach Uniwersytetu jego kadencje rektorskie. Wbrew niezliczonym trudnościom doprowadził gmach do stanu użyteczności. Dnia 30 stycznia 1921 r. odbyła się skromna uroczystość inauguracyjna. Odtąd co pięć lat zbierali się coraz to liczniejsi wychowankowie Zakładu, aby w dniu 30 stycznia wspólnie z Profesorem obchodzić rocznicę założenia Zakładu.

W dalszych latach profesor Pieńkowski nie ustawał w zabiegach o wyposażenie Zakładu w coraz doskonalsze urządzenia i przyrządy. Zakład otrzymał własną elektrownię, centralną rozdzielnię i dużą akumulatornię. Zostały rozprowadzone sieci rozmaitych prądów. Prócz przewodów gazowych do pracowni doprowadzone były przewody sprężonego powietrza. W podziemiach zainstalowano skraplarkę dostarczającą ciekłe powietrze. Profesor Pieńkowski kładł wielki nacisk na poziom urządzeń służących do celów dydaktycznych. Wiele starań włożył we wzorowe wyposażenie pracowni studenckich oraz w ciągłe uzupełnianie zestawu przyrządów do doskonale przemyślanych pokazów wykładowych. Pracownikom badawczym i dydaktycznym zapewnił obsługę przez warsztaty — szklarski, mechaniki precyzyjnej i stolarski oraz przez pracownię elektrotechniczną. Najwięcej jednak oczywiście dbał o nabywanie i konstruowanie przyrządów służących bezpośrednio do prac badawczych. Ze względu na główny

kierunek prac Zakładu szczególnie bogato przedstawiało się wyposażenie w przyrządy do badań widmowych — spektrografy dla różnych zakresów widmowych i różnej zdolności rozdzielczej od małych aparatów o dużej świetlności aż do największych, wieloprzyrządowych. W specjalnym pod-



Wizyta S. I. Wawilowa w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej w 1935 r.

ziemnym pomieszczeniu, gdzie nie dochodziły wstrząsy ani zmiany temperatury, znajdował się spektrograf siatkowy zaopatrzony w najwyższej klasy siatkę dyfrakcyjną wykonaną na słynnej aparaturze Rowlanda przez prof. R. W. Wooda w Baltimore na osobistą prośbę Profesora Pieńkowskiego. Do pomiarów natężeniowych służyły 2 mikrofotometry Zeissa i Kippa (Molla). Wypracowano własny typ łukowej lampy rtęciowej, który później rozpowszechnił się w wielu pracowniach zagranicznych.

Obok pracowni optycznych wyrasta pracownia badań rentgenowskich. Zakład otrzymał piękną pełnofalową instalację generatorową. Lampy rentgenowskie produkowano we własnych warsztatach Zakładu.

Znacznie jednak większą wagę niż do materialnej bazy nauczania i badań przywiązywał Profesor Pieńkowski do przygotowania ludzi, którzy zdolni byłiby do samodzielnej, twórczej pracy w dziedzinie fizyki. Obejmując katedrę i kierownictwo Zakładu dysponował zaledwie paroma wykwalifikowanymi współpracownikami, ale już w pierwszych latach

zaczął gromadzić koło siebie uczniów, zakładając pierwszą w historii fizyki polskiej szkołę. W ciągu swojej działalności wykształcił i wychował liczne grono fizyków-eksperymentatorów. Kierowanie pracą początkujących badaczy pochłaniało znaczną część jego uwagi i wysiłków. Ucząc stosowania tej, czy innej techniki, czy metody, jaka była właściwa dla danego tematu, uczył przede wszystkim metody naukowej jako takiej — krytycyzmu, obiektywizmu, ścisłości. Wpajał w swoich uczniów świadomość, że nauka żąda wysiłku i ofiary. Wymagał oddania się w służbę wiedzy i sam tego oddania dawał przykład. Przemawiając na uroczystości trzydziestolecia Zakładu miał pełne prawo powiedzieć: „Znamy cenę osiągnięć“.

W kilka lat po objęciu kierownictwa przez Profesora Pieńkowskiego był już Zakład Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego znany i ceniony w świecie ośrodkiem badań w dziedzinie luminescencji. Rozwój Zakładu był tak szybki, że obszerny gmach przy ulicy Hożej stawał się już niewystarczający na pomieszczenie wciąż rosnącej liczby pracowników. W ówczesnych warunkach, kiedy Państwo nie wykazywało należytej dbałości o rozwój fizyki, zmuszony był Profesor Pieńkowski szukać pomocy finansowej dla Zakładu. Miarą jego zapobiegliwości, a jeszcze bardziej dowodem uznania, jakie potrafił zdobyć dla siebie i swojego Zakładu jako wybitnej placówki badawczej, było przyznanie znacznych subwencji, między innymi z Fundacji Rockefellera, na rozbudowę gmachu Zakładu i zakup szeregu nowych przyrządów. Pomieszczenia w dobudowanej części gmachu oddano do użytku w r. 1932.

Mimo tak ogromnego obciążenia zajęciami dydaktycznymi i administracyjnymi Profesor Pieńkowski był stale czynny jako badacz. Bibliografia jego własnych prac ogłaszanych w różnych krajowych i zagranicznych czasopismach obejmuje blisko 40 pozycji.

Głównym przedmiotem badań Profesora Pieńkowskiego były zjawiska luminescencji. W latach dwudziestych bieżącego stulecia zagadnienia analizy widm nabrały nowego charakteru i sensu. Na gruncie pojęć kwantowych wprowadzonych przez Bohra udało się znaleźć klucz do zrozumienia języka linii i pasm widmowych. Spektroskopia stała się źródłem wiadomości o budowie atomów i cząsteczek i o ich wewnętrznych przemianach.

Profesora Pieńkowskiego zawsze najżywiej interesowały zjawiska przetwarzania się energii promieniowania na inne formy w atomach i cząsteczkach, cały przebieg zjawisk pochłaniania, wzbudzenia, przekazywania i emisji promieniowania. Prace jego obejmują swoją tematyką przede wszystkim fluorescencję gazów i par — w szczególności pary rtęci. Specjalnie zajmował się zagadnieniem wygaszania tej fluorescencji. Badał również wpływ pola magnetycznego na fluorescencję. W dziedzinie luminescencji cieczy opracował wraz z uczniem swoim A. Jabłońskim metodę

pomiaru współczynnika pochłaniania w cieczach fluoryzujących. Później badał fluorescencję barwnika organicznego — oktohydrofluorocyklenu.

Odkrycie zjawiska Ramana pobudziło Profesora Pieńkowskiego do podjęcia badań nad depolaryzacją w rozproszeniu ramanowskim.



Na konferencji w Spale

Prace Profesora Pieńkowskiego i jego uczniów sprawiły, że powszechnie zaczęto uważać Zakład Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego za bardzo poważne centrum badań doświadczalnych w dziedzinie optyki atomowej i cząsteczkowej. W maju 1936 r. w Zakładzie odbył się pierwszy Międzynarodowy Kongres Fotoluminescencji z udziałem wielu wybitnych uczonych zagranicznych.

Atrakcyjność szkoły Profesora Pieńkowskiego stała się tak wielka, że napływają do niej fizycy zagraniczni, pragnący specjalizować się pod jego kierunkiem. Przybywają z Belgii, Francji, Łotwy oraz ze Stanów Zjednoczonych.

Obok luminescencji zajmował się Profesor Pieńkowski promieniami Roentgena, jako narzędziem analizy strukturalnej, które zastosował do badania struktury drewna.

W ostatnich latach zainteresował się metodą badania zawartości ciał promieniotwórczych w minerałach, opartą na użyciu klisz z emulsją re-

jestrującą tory cząstek jonizujących. Do badań tych zorganizował i wyszkolił pod swoim bezpośrednim kierownictwem specjalny zespół pracowników.

W latach 1925/6 i 1933/4, 1934/5, 1935/6 był Profesor Pieńkowski Rektorem Uniwersytetu Warszawskiego. Na tym stanowisku znakomicie zasłużył się Uniwersytetowi dzięki swoim zdolnościom administracyjno-organizatorskim, w szczególności przez budowę nowych gmachów audytoryjnych.

Od czasu swojego powrotu do kraju Profesor Pieńkowski energicznie działał w organizacji zrzeszającej fizyków polskich — w Polskim Towarzystwie Fizycznym. W r. 1921 po raz pierwszy został wybrany Przewodniczącym i odtąd stale zajmował stanowisko Przewodniczącego lub Wiceprzewodniczącego. W latach 1921—1931 redagował *Sprawozdania i Prace Polskiego Towarzystwa Fizycznego*, a w latach 1932—1937 — *Acta Physica Polonica*. Był organizatorem większości Zjazdów Fizyków Polskich, brał czynny udział w prowadzonej przez Towarzystwo akcji popularyzacji fizyki. Za zasługi dla Towarzystwa otrzymał w r. 1951 godność Członka Honorowego.

Z jego inicjatywy w r. 1950 powstało czasopismo *Postępy Fizyki*, jako organ Polskiego Towarzystwa Fizycznego poświęcony upowszechnianiu wiedzy fizycznej. Od r. 1952 aż do końca życia osobiście kierował *Postępami Fizyki*, jako naczelny redaktor.

Polska Akademia Umiejętności powołała go na członka rzeczywistego, a następnie na Wiceprezesa.

Nie tylko w kraju ale i za granicą zdobył sobie Profesor Pieńkowski wysokie uznanie. Należał do Komisji Optyki i do Komisji Spektrografii Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej. Był Członkiem Rzeczywistym Królewskiego Towarzystwa Nauk w Liège, członkiem honorowym Rumuńskiej Akademii Nauk. Uniwersytety w Paryżu, Heidelbergu i Rydze nadały mu doktoraty *honoris causa*.

Linia świetnego rozwoju Zakładu Fizyki Doświadczalnej została nagle przekreślona katastrofą września 1939 r. W czasie okupacji Profesor Pieńkowski brał wydatny udział w organizowaniu i prowadzeniu tajnego wyższego nauczania. Urządzał tajne zebrania konwersatoryjne, aby przechować choćby tlejące zarzewie zainteresowania naukowego wśród pracowników Zakładu. Zdawał sobie bowiem sprawę, jak trudno jest powrócić do czynnej pracy naukowej po paroletniej przerwie. Jednocześnie dokonywał nadludzkich wprost wysiłków dla ratowania Zakładu likwidowanego przez władze okupacyjne. Wysiłki te okazały się daremne. Ale nawet to nie złamało hartu jego ducha. W liście z tego czasu pisał: „Zakład właściwie już nie istnieje. Ciężko to było przeżyć. *Wszystko przecież trzeba będzie odbudować*“.

Powróciwszy do Warszawy po ustąpieniu okupantów znalazł Profesor Pieńkowski gmach Zakładu wprawdzie nie zniszczony, ale zupełnie pusty. Nie tylko zostały zabrane wszystkie przyrządy naukowe, ale również usunięte instalacje — elektryczna, gazowa itp. Sam gmach został



W pracowni

przebudowany przez okupantów na budynek biurowy, przy czym zniszczono m. in. piękną dużą salę wykładową.

Decyzja Rządu niezwłocznej odbudowy Uniwersytetu w zniszczonej Stolicy wywołała natychmiastowy oddźwięk u Profesora Pieńkowskiego, który z niespożytym zapałem stanął do pracy. Powstający do życia Uniwersytet nieomal odruchowo powołał go ponownie na Rektora. Na pozór nierealna decyzja Rządu okazała się słuszna. Zwalczając piętrzące się

przeszkody, prowadzony przez swojego Rektora, zdołał Uniwersytet przygotować się na otwarcie normalnego roku akademickiego 1945/6.

Kierując całym Uniwersytetem pozostał jednak Profesor Pieńkowski kierownikiem Zakładu Fizyki Doświadczalnej. Odbudowa Zakładu to jeszcze jeden tryumf jego niezłomnej woli, wytrwałości i zdolności konstruktywnych. Po raz drugi trzeba było zaczynać od podstaw. Sprawnie i szybko usunięto przeróbki okupacyjne, oczyszczono i odświeżono gmach. Najdłużej trwał remont dużej sali wykładowej, ukończony dopiero w r. 1950, ale jest to zapewne najładniejsze audytorium w Polsce. Stan obecny znacznie przewyższa przedwojenny. Równoległe z odbudową gmachu i zasadniczych instalacji szło zdobywanie przyrządów, poczynając od najbardziej prymitywnych, nieraz sposobami wręcz fantastycznymi.

Po paru zaledwie latach Zakład był już odbudowany i prawie kompletnie wyposażony. Był nawet, w stosunku do stanu przedwojennego, rozbudowany, gdyż została dodana hala, zwana powszechnie „Halą Atomową”, gdzie został ustawiony generator wysokonapięciowy z rurą akceleracyjną.

Idąc po linii wniosków Profesora Pieńkowskiego władze państwowe stworzyły obok dawnej katedry Fizyki Doświadczalnej jeszcze katedrę Elektroniki i Radiologii i katedrę Atomistyki. Na katedry te zostali powołani uczniowie i byli asystenci Profesora Pieńkowskiego — Prof. L. Sosnowski i Prof. A. Sołtan.

Następnie Zakład Fizyki Doświadczalnej został przeobrażony na Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego obejmujący Zakłady Fizyki Doświadczalnej, Elektroniki i Radiologii oraz Atomistyki. Na czele Instytutu stanął Profesor Pieńkowski jako Dyrektor.

W r. 1946 Profesor Pieńkowski wraz z Profesorem A. Sołtanem był delegowany jako obserwator na atol Bikini, gdzie był świadkiem eksperymentalnych wybuchów bomb atomowych.

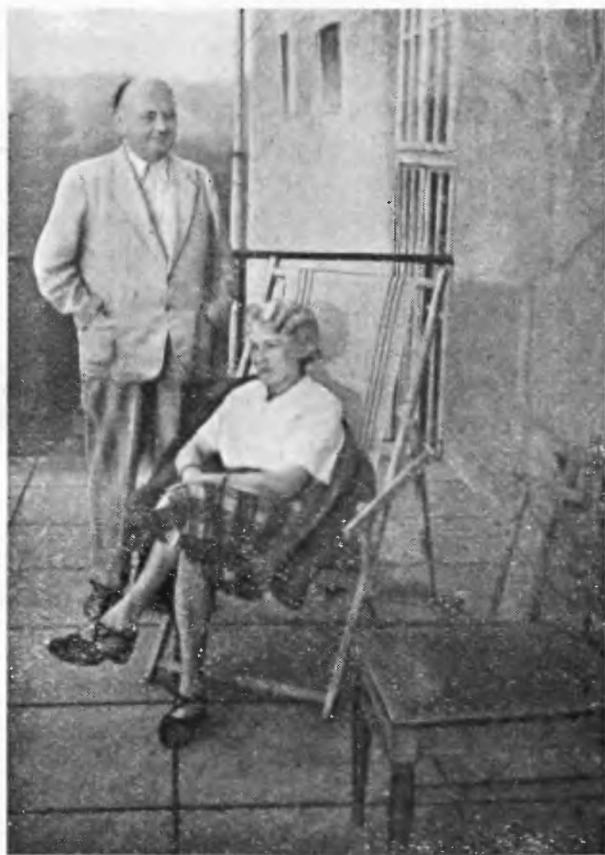
W pracach przed I Kongresem Nauki, mających na celu nadanie nowych ram organizacyjnych nauce polskiej i wytyczenie dróg jej rozwoju, Profesor Pieńkowski brał czynny udział jako Przewodniczący Sekcji Matematyki, Fizyki i Astronomii.

Po utworzeniu Polskiej Akademii Nauk Profesor Pieńkowski został powołany na Członka Rzeczywistego i wszedł w skład Prezydium Akademii.

Poglądem Profesora Pieńkowskiego było, że Polska Akademia Nauk, jako instytucja powołana do bezpośredniego prowadzenia prac naukowych, powinna posiadać własną placówkę badań w dziedzinie fizyki. Utworzenie Instytutu Fizyki Polskiej Akademii Nauk było w znacznej mierze wynikiem jego dążeń w tym kierunku. Na dyrektora Instytutu został powołany Profesor Pieńkowski. Ciężka choroba i śmierć nie po-

zwoiliły mu już rozwinąć działalności na tym stanowisku. Zmarł 20 listopada 1953 roku.

Dla tych, którzy z nim obcowali, wspomnienie o nim nie ogranicza się do konkretnych faktów jego działalności. Osobowość Profesora Pieńkow-



Wakacje w Zakopanem

skiego była rzeczywiście niepospolita. Żywość jego i potężna dynamika były uderzające. Ich objawem zewnętrznym było na przykład jego zachowanie na wykładzie, gdzie potrafił działać na słuchaczy sugestywną siłą swego temperamentu. Znany był z tego, że mówił szybko i żywo, a wchodził do sali już mówiąc. Z tą samą dynamiką odnosił się do spraw Zakładu, Uniwersytetu, Polskiego Towarzystwa Fizycznego i wszelkich innych. Wszędzie był czynnikiem dominującym i aktywizującym.

Mimo szerokiego zasięgu myśli nie lekcewał szczegółów, dbał o dokładność pracy, od siebie i innych wymagał staranności i solidności. Był

wrażliwy na estetyczne urządzenie pomieszczeń Zakładu. Na biurku lubił mieć kwiaty. Przywiązywał znaczenie do zewnętrznego wykończenia przyrządów naukowych, które prawie zawsze świadczy o ich klasie. Miał duże wycucie tego, co można by nazwać kulturą rzemiosła. Tej samej solidności żądał od pracy badawczej. Nie tolerował żadnego odstępstwa od zasad naukowego krytycyzmu.

Cechą, która robiła największe wrażenie na tych, którzy mieli możliwość nieco bliżej go poznać, była niebywała wprost jego intuicja. Niezawodnie oceniał umysły i charaktery, zawsze umiał prowadzić ludzi tak, aby ich możliwości najlepiej były wykorzystane. Wchodził do pracowni, na pozór przypadkowo, ale przeważnie akurat wtedy, kiedy jego obecność była tam najbardziej potrzebna. W rozmowie z nim nieraz wystarczyło pomyśleć pytanie, aby otrzymać odpowiedź, zanim się je wypowiedziało.

Mocną ręką kierując Zakładem był zwierzchnikiem wymagającym i bezwzględnie tępiącym niedbalstwo lub lekceważenie przyjętych obowiązków, a z drugiej strony miał do wszystkich swoich pracowników żywy, bezpośredni, osobisty, nieformalny stosunek.

Nadrzędność jego stanowiska zarówno w stosunku do pracowników Zakładu, jak i do szeregu osób, formalnie od niego niezależnych nigdy nie była poddawana w wątpliwość. Jego autorytetowi podlegali wszyscy — laboranci, asystenci, samodzielni pracownicy naukowci, profesorowie. Kilkunastu jego uczniów zajmuje dziś katedry fizyki w wyższych uczelniach. Ale nawet ci profesorowie fizyki, którzy nie wyszli z jego szkoły uznawali w nim to, na co w języku polskim brakuje odpowiedniego wyrażenia, a co określa się po francusku słowem *le Patron*, a po angielsku — *the Boss*. To wyjątkowe stanowisko zawdzięczał Profesor Pieńkowski przede wszystkim powszechnemu przekonaniu o jego całkowitym oddaniu sprawie nauki i o słuszności jego dalekowzrocznych zamierzeń. Prócz tego grały tu rolę wyjątkowe jego uzdolnienia do kierowania ludźmi i wywierania wpływu na ich postępowanie. Te swoje zdolności wykorzystywał jedynie o tyle, o ile było to potrzebne dla wyższych celów, którym służył. Był zdecydowanym i konsekwentnym zwolennikiem idei obrony pokoju. Należał do Polskiego Komitetu obrońców Pokoju i parokrotnie brał udział w międzynarodowych konferencjach organizowanych przez Światową Radę Pokoju.

W dziejach fizyki polskiej okres 1919—1953 będzie na zawsze związany z nazwiskiem Stefana Pieńkowskiego. Piękne perspektywy rozwoju, jakie się przed nami otwierają, są w wielkiej mierze plonem jego myśli i trudu. Jego uczniowie kierują szeregiem ośrodków badawczych realizując zasady nabyte w jego szkole. Największy z tych ośrodków jest jego własnym dziełem.

Si monumentum quaeris — circumspice.

PRACE NAUKOWE STEFANA PIENKOWSKIEGO

1. S. Pieńkowski — Sur la tension électrostatique. Bull. Acad. Roy. Belgique, 435 (1910).
2. S. Pieńkowski — Sur la tension électrostatique II. Bull. Acad. Roy. Belgique, 883 (1910).
3. S. Pieńkowski — Sur l'influence de la lumière sur la conductibilité des couches minces d'or et d'argent. Bull. Acad. Roy. Belgique, 603 (1911).
4. S. Pieńkowski — Sur l'absence de l'influence de la lumière sur la conductibilité des solutions fluorescentes. Bull. Acad. Roy. Belgique, 594 (1911).
5. S. Pieńkowski — Les actions pondéromotrices des corps électrisés. Mem. Soc. Sci. Liège, 10, 1 (1913).
6. S. Pieńkowski — Sur la tension électrostatique C. R. du Congrès International de Radiologie et d'Electricité, Bruxelles 1910, p. 294.
7. S. Pieńkowski — Sur l'origine de quelques groupes des bandes dans le spectre d'étincelle de sels de strontium. Bull. Acad. Roy. Belgique, 607 (1913).
8. S. Pieńkowski — Emission de rayons X. Bull. Assoc. Electr. E. S., (1913).
9. S. Pieńkowski — Emission des électrons sous l'action des rayons X. Bull. Assoc. Electr. E. S., (1914).
10. S. Pieńkowski — Sur une nouvelle forme de l'étincelle électrique. Bull. Acad. Roy. Belgique, 393 (1919).
11. S. Pieńkowski — Sur la méthode de mesure des mobilités des ions par la méthode du condensateur plan. Mem. Acad. Roy. Belgique, 6, 1 (1921).
12. S. Pieńkowski — Gradient of potential near electrodes. Nature, 112 (1921).
13. S. Pieńkowski — Potencjał wyładowania przez krótkie iskry. Spr. i Pr. PTF, 2, 1 (1923).
14. S. Pieńkowski — Luminescence retardée observée dans l'air. Bull. Acad. Polon. Sci. A., 267 (1924).
15. S. Pieńkowski — Extinction de la luminescence retardée dans la vapeur du mercure. Bull. Acad. Polon. Sci. A., 349 (1925).
16. S. Pieńkowski — Une nouvelle méthode de détermination du coefficient d'absorption des solutions fluorescentes. J. Phys. Radium, 6, 1 (1925).
17. S. Pieńkowski — Zanikanie świecenia zapóźnionego w parach rtęci. Spr. i Pr. PTF 2, z. 4 (1925).
18. S. Pieńkowski — Sur l'origine de la bande 2476,3—2482,7 dans le spectre du mercure. Bull. Acad. Polon. Sci. A, 171 (1928).
19. S. Pieńkowski — Sur le retard de la fluorescence verte de la vapeur du mercure, Bull. Acad. Polon. Sci. A., 241 (1928).
20. S. Pieńkowski — Fluorescence de la vapeur du mercure excitée électriquement. C. R., 186, 1530 (1928).
21. S. Pieńkowski — Über das Anklingen der Quecksilberdampf fluoreszenz bei Erregung mit der Hg-Linie 2536 Å. Z. phys., 50, 787 (1928).
22. S. Pieńkowski — Retard de la fluorescence de la vapeur du mercure. Travaux de la Réunion Internationale Paris 1928, p. 89.
23. S. Pieńkowski i A. Jabłoński — Nowa metoda oznaczania współczynnika pochłaniania światła w ciałach fluoryzujących. Spr. i Pr. PTF, 2, z. 3 (1925).
24. S. Pieńkowski — Über die Strukturen von Zellulosefasern des Holzes. Z. Phys. 63, 610 (1930).
25. S. Pieńkowski — O uporządkowaniu krystalitów celulozy w drewnie. Spr. i Pr. PTF, 5, 275 (1931).

26. S. Pieńkowski — Note sur la diffusion ramanienne de la lumière polarisée. *Acta phys. Polon.* **1**, 309 (1932).
27. S. Pieńkowski — O polaryzacji prążków Ramana I- CS_2 . *Acta phys. Polon.* **1**, 87 (1932).
28. S. Pieńkowski i J. Starkiewicz — Sur l'essai de la constatation par la photographie de l'émission spontanée de neutrons. *Acta phys. Polon.*, **2**, 105 (1933).
29. S. Pieńkowski i Z. Kuleszanka — Structure microcristalline des épines. *Acta phys. Polon.*, **3**, 393 (1934).
30. S. Pieńkowski i L. Jurkiewicz — Résine dans le bois étudiée aux rayons X. *Acta phys. Polon.* **3**, 435 (1934).
31. S. Pieńkowski i I. Mrozowska — Études sur les écrans diffusants. *Ann. Acad. Sci. Tech.*, **2**, 1 (1935).
32. S. Pieńkowski — Influence du champ magnétique sur la fluorescence des molécules diatomiques. *Acta phys. Polon.*, **5**, 127 (1936).
33. S. Pieńkowski i I. Mrozowska — Études sur les écrans diffusants II. *Ann. Acad. Sci. Tech.* **3**, 1 (1936).
34. S. Pieńkowski i I. Mrozowska — Études sur les écrans diffusants III. *Ann. Acad. Sci. Tech.* **4**, 137 (1937).
35. S. Pieńkowski — Sur la fluorescence de octohydrofluorocyclène. *Bull. Acad. Polon. Sci.* **6**, 269 (1937).
36. S. Pieńkowski i E. Kirszenstein — Ocena promieniotwórczości meteorytu łowickiego. *Spr. PAU*, **52**, 205 (1951).
37. S. Pieńkowski — Promieniotwórczość grupy polskich fosforytów. *Bull. Acad. Polon. Sci. Cl. III*, (1952).

Szczepan Szцениowski

Katedra Fizyki Teoretycznej
Uniwersytetu Poznańskiego

Wpływ idei Kopernika na rozwój fizyki

W roku ubiegłym obchodziliśmy 410 rocznicę ukazania się genialnego, rewolucyjnego dzieła, które słusznie uważać należy za punkt wyjścia całej nowoczesnej nauki ścisłej; obchodziliśmy również 410 rocznicę śmierci jego twórcy, jednego z największych geniuszów, jakich wydała ludzkość. Trudno jest nam dziś ocenić, jak wielkiej śmiałości myśli potrzeba było w czasach Kopernika, by targnąć się na teorię aprobowaną przez kościół, uświęconą wielowiekową tradycją i nie tylko zgodną z obserwacjami astronomicznymi, ale na pozór i ze wszystkimi znanymi codziennymi obserwacjami. Miarą tej śmiałości jest fakt, że uznanie w szerszych kręgach ówczesnych ludzi wykształconych zdobyła ona dopiero w przeszło 60 lat po śmierci Kopernika, że trzeba było geniuszu Galileusza, by wyjawic część zaledwie zawartych w niej praw, że dopiero Newton zakończył rozpoczęte przez Kopernika dzieło, a trzeba było czekać 200 lat, aż wykryte przez Bradleya zjawisko aberracji światła gwiazd potwierdziło poglądy Kopernika, 300 zaś niemal lat na wykrycie przez Bessela paralaksy gwiazd, bezpośredniego dowodu rocznego ruchu Ziemi dokoła Słońca.

Od Kopernika datuje się zasadniczy przełom w charakterze i rozwoju nauk ścisłych, który wywarł decydujący wpływ na rozwój naukowego materialistycznego poglądu na świat. Kopernik zadał decydujący cios opartym na autorytetach poglądom średniowiecznym i otworzył nowe horyzonty przed myślą ludzką, odślaniając przed nią nieskończone wymiary wszechświata, ograniczone w średniowieczu do tak zwanej ósmej sfery. Kopernikowi zawdzięcza też swe impulsy rozwojowe i fizyka. Praca niniejsza ma właśnie na celu dokładniejsze prześledzenie wpływu, jaki dzieło Kopernika wywarło na późniejszy rozwój fizyki; jak się przekonamy, wpływ myśli Kopernika sięga aż po czasy dzisiejsze.

Dzieło swe oparł Kopernik na dwóch zasadniczych ideach, które były niemi przewodnimi w jego rozważaniach i które w konsekwencjach swych doprowadziły do obalenia poglądów Arystotelesa i wywarły decydujący wpływ na rozwój fizyki, a przede wszystkim mechaniki.

Pierwsza z nich — to wymaganie, by teorie astronomiczne zgadzały się z naturą rzeczy; tylko te teorie są prawdziwe, które odpowiadają temu kryterium. Oczywiście fakt, że teoria K o p e r n i k a potrafiła zgodnie z obserwacjami opisać ruchy planet, nie świadczy jeszcze, że odpowiada ona istocie rzeczy — dowody na to znalezione zostały znacznie później (aberracja światła, ruchy paralaktyczne gwiazd). Znaczenie tej idei K o p e r n i k a jest głębsze; zadanie nauki nie polega na dążeniu do opisanie zjawisk za pomocą wprowadzenia dowolnych dodatkowych hipotez, lecz na tym, by uzyskać zgodność z istniejącym niezależnie od człowieka obiektywnym porządkiem świata. Mamy tu więc właściwie do czynienia z materialistycznym punktem widzenia, choć K o p e r n i k jeszcze nie wypowiedział tego wyraźnie.

Jeszcze ważniejszą jednak rolę w rozważaniach K o p e r n i k a odegrała druga jego podstawowa idea — sformułowana przezeń wyraźnie po raz pierwszy w dziejach nauki i filozofii zasada kinematycznej względności ruchu. Jak pisze K o p e r n i k, „... każda dostrzegana przez nas zmiana położenia zachodzi czy to skutkiem ruchu obserwowanego przez nas przedmiotu, czy też ruchu obserwatora, czy też wreszcie skutkiem ruchu jednego i drugiego, jeśli oczywiście ruchy te różnią się między sobą. Gdy bowiem obserwowany przedmiot i obserwator poruszają się w jednakowy sposób w tym samym kierunku, nie dostrzega się żadnego ruchu między obserwowanym przedmiotem a obserwatorem”.

Zasada taka zupełnie nie była znana starożytnym i była zupełnie obca duchowi systemu pojęciowego fizyki A r y s t o t e l e s a i astronomii P t o l e m e u s z a. Wynika z niej, że ruchy dobowe gwiazd i ruch roczny Słońca można uważać za pozorne, wywołane dobowym obrotem Ziemi i jej obrotem rocznym dokoła Słońca w przeciwnym kierunku.

Obrót Ziemi dokoła własnej osi dopuszczany był już jako możliwość przez P t o l e m e u s z a, twórcę geocentrycznej teorii ruchu planet, stanowiącej syntezę osiągnięć astronomii greckiej. Możliwość tę odrzuca on następnie, opierając się na zasadach fizyki A r y s t o t e l e s a; warto jednak zaznaczyć, że P t o l e m e u s z nie znajduje astronomicznych dowodów przeciwko obrotowi Ziemi dokoła własnej osi. Obrót ten brany był zresztą również pod uwagę przez kilku filozofów greckich, których przytacza K o p e r n i k.

Założenia arystotelesowskiej fizyki leżą u podstaw rozważań P t o l e m e u s z a. Pamiętajmy, że za czasów A r y s t o t e l e s a fizyka uważana była za część filozofii (jeszcze Newton zatytułował swe dzieło podstawowe „Philosophiae naturalis principia mathematica”) i że dominowała tendencja do opierania się na rozważaniach wynikających z przyjętego poglądu na świat, nie zaś odwoływania się do doświadczeń. A r y s t o t e l e s przyjmował, że ruchem doskonałym jest ruch jednostajny po kole (dosko-

nałej figurze geometrycznej według ówczesnych poglądów). Taki doskonały ruch przysługuje ciałom niebieskim, a przede wszystkim sferze gwiazd stałych. Przyjmował on dalej, że każde ciało ziemskie ma swe właściwe miejsce i gdy znajdzie się w innym miejscu, dąży do swego miejsca właściwego. Dzięki temu właśnie dążeniu ciała ciężkie spadają ku dołowi, ogień zaś wznosi się ku górze. Według Arystotelesa szybkość spadku ciał zależy od ich ciężaru; ciała ciężkie spadają prędzej. Widzimy tu charakterystyczne powiązanie prędkości ruchu z niejasno jeszcze sprecyzowaną siłą — ciężarem. Powiązanie prędkości z działaniem czegoś, co nazwalibyśmy dzisiaj siłą, a co starożytni charakteryzowali nazwą *movens* (coś, co wywołuje ruch), występuje wyraźnie w poglądzie, że do podtrzymania stałej prędkości ruchu potrzebne jest trwające nieustannie działanie; naturalny stan ciała bez działań zewnętrznych — to spoczynek na właściwym miejscu.

Dużo bardziej rewolucyjne rezultaty przyniosło zastosowanie kopernikowskiej zasady względności do pozornego rocznego ruchu Słońca po sklepieniu nieba. Tu poprzednikami Kopernika byli wprawdzie Arystarch i Filolaos, obaj znani Kopernikowi, lecz poglądy ich nie były poparte dowodami, Kopernik zaś sam podkreśla wyraźnie, że jego wywody oparte są na ścisłych dowodach.

System epicyklów ptolemeuszowskich wykazuje szereg niezrozumiałych prawidłowości: na przykład Mars, Jowisz i Saturn zawsze są w perigeach (punktach najbliższych Ziemi) swych epicykli wówczas, gdy są w opozycji do Słońca; epicykl Marsa jest dużo większy od epicyklu Jowisza, ten zaś od epicyklu Saturna. Zupełnie jest niezrozumiałe, dlaczego Słońce i Księżyc nie wykonują ruchów wstecznych, charakteryzujących planety. Można by wyliczyć inne jeszcze niezrozumiałe z punktu widzenia teorii Ptolemeusza fakty. Kopernik wykazał, że wszystkie te fakty dają się bardzo prosto wyjaśnić z punktu widzenia jego teorii i że chodzi tu o ruchy względne, stanowiące odbicie ruchu Ziemi po orbicie dokoła Słońca.

Swą zasadę względności ruchu zastosował wreszcie Kopernik i do powolnego ruchu tak zwanej ósmej sfery, sfery gwiazd, postulowanego przez Ptolemeusza, by wyjaśnić znane już starożytnym przesuwanie się punktów równonocy po ekliptyce. Z punktu widzenia Kopernika ruch ten jest odbiciem trzeciego ruchu Ziemi — ruchu obrotowego osi ziemskiej dokoła osi ekliptyki, a więc precesji osi ziemskiej. Wprawdzie Kopernik popełnił w szczegółach wyjaśnienia precesji błąd, skorygowany później przez Galileusza i Keplera, zasada wyjaśnienia była jednak słuszna i od razu doprowadziła do usunięcia z astronomii tak zwanej dziewiątej sfery, wprowadzonej dla wytłumaczenia ruchu sfery ósmej.

Jak widać, zasada kinematycznej względności odgrywała kluczową rolę w rozważaniach Kopernika; w konsekwencjach swych prowadziła ona do przypisania Ziemi trzech ruchów: obrotu dookoła swej własnej osi, obrotu po orbicie dookoła Słońca i ruchu precesyjnego.

Już obrót Ziemi dookoła własnej osi nastroczał z punktu widzenia poglądów fizyki Arystotelesa poważne trudności. Z tego punktu widzenia podtrzymanie ciężkiej bryły Ziemi w ruchu wymagało stałego działania pewnej siły; powstawało więc pytanie, jaka to mogła być siła. U Arystotelesa sfery niebieskie składały się z piątego elementu — substancji lekkiej i eterycznej, utrzymanie więc sfer tych w ruchu nie wymagało użycia wielkich sił i nie nastroczało trudności pojęciowych; co innego jednak, gdy chodziło o ciężką bryłę Ziemi, której naturą było pozostawanie w spoczynku. Obrót dookoła Słońca, pogląd, że jest ona tylko jedną z planet, nastroczał dalszą trudność. Jeśli Ziemia jest środkiem świata, to pogląd, że wszystkie ciężkie ciała spadają do środka Ziemi, wydawał się intuicyjnie zrozumiały. Za naturalne położenie wszystkich ciężkich ciał uważany był środek świata, a więc środek Ziemi. Jeśli Ziemia jest jednak jedną z planet, nasuwa się pogląd, że inne planety mają budowę podobną do Ziemi, składają się więc z ciężkiej materii — czemu więc materia ta nie spada na Ziemię? U Ptolemeusza kwestia ta nie powstawała, gdyż planety nie składały się według niego z materii ziemskiej. Oba wspomniane zagadnienia, otwarte przez heliocentryczną teorię Kopernika, wywarły, jak zobaczymy, decydujący wpływ na rozwój fizyki w XVII wieku i znalazły ostateczne rozwiązanie dopiero w dziele Newtona. Sam Kopernik w związku z nimi wysunął poglądy, które — choć nie skryształizowane ostatecznie — zawierały w sobie zarodki późniejszych idei bezwładności i grawitacji.

Kopernik uważał, co podkreślał wielokrotnie, że ruch po kole jest ruchem doskonałym, kula zaś jest bryłą doskonałą. Według Kopernika kula umieszczona w próżni zaczyna się obracać sama przez się, ze swej natury — bez działania jakichkolwiek zewnętrznych powodów tego ruchu. Stanem naturalnym kuli w pustej przestrzeni jest według Kopernika obrót dookoła własnej osi; obrót taki nie wymaga więc dalszego tłumaczenia. Zobaczymy dalej, do jakich konsekwencji ten pogląd prowadzi Kopernika — mamy tu w załączku ideę pierwszej zasady dynamiki Newtona, zasady bezwładności. Z drugiej strony Kopernik uważał, że nie tylko Ziemia, lecz również Słońce, Księżyc i planety mają własną ciężkość. Ciężka materia słoneczna na przykład nie spada według Kopernika na Ziemię, lecz dąży ku środkowi Słońca. Podobnie dzieje się na Księżycu i na każdej z planet. Dzięki temu właśnie dążeniu Słońce, Księżyc i planety, podobnie jak i Ziemia, przybierają kształt kulisty. Jak widzimy, mamy tu załączek teorii powszechnego ciężenia. Należy oczy-

wiecie podkreślić, że K o p e r n i k nie miał na myśli powszechnego ciężenia newtonowskiego. Według K o p e r n i k a materia ziemską znalazłszy się na Słońcu dążyłaby nie ku środkowi Słońca, lecz ku środkowi Ziemi, tak więc według K o p e r n i k a planety mają jak gdyby własne „ciężkości“, niezależnie od ciężkości ziemskiej. Ale pogląd K o p e r n i k a znów stał się impulsem, który wywołał późniejszy rozwój poglądów na ciężenie powszechne. Zaznaczę tu jeszcze, że K o p e r n i k zdawał już sobie sprawę z tego, że spadek ciał na Ziemię odbywa się nie ruchem jednostajnym, lecz ruchem coraz szybszym; i pod tym względem K o p e r n i k był prekursorem Galileusza.

Dalszą konsekwencją heliocentrycznej teorii K o p e r n i k a było ogromne rozszerzenie rozmiarów wszechświata. Jeśli Ziemia wykonuje roczny obrót dokoła Słońca, to ruch Ziemi powinien się odbić w rocznych ruchach gwiazd — w ich przesunięciach paralaktycznych. Ale wiadomo było za czasów K o p e r n i k a, że gwiazdy żadnych dostrzegalnych ruchów tego rodzaju nie wykazują. K o p e r n i k wysunął stąd wniosek, że ruchy takie wprawdzie występują, lecz są niedostrzegalnie małe, gdyż odległości gwiazd od Ziemi są bardzo wielkie w porównaniu z odległością Ziemi od Słońca. K o p e r n i k przypuszczał, że odległość Ziemi od Słońca wynosi 1500 promieni ziemskich (liczba dużo mniejsza, jak dziś wiemy, od rzeczywistej, wynoszącej 23 500 promieni ziemskich). Ponieważ dokładność pomiarów astronomicznych osiągalna bez użycia teleskopu jest rzędu 1 minuty, a więc paralaktyczne ruchy gwiazd musiały wynosić znacznie mniej niż 1 minutę. Wynikało stąd, że odległości gwiazd od Ziemi musiały być wiele tysięcy razy większe niż odległość Ziemi od Słońca. K o p e r n i k sam wyciągnął ten wniosek ze swej teorii, nie wypowiedział się jednak wyraźnie za nieskończonością świata, odstępując to zagadnienie filozofom.

Poszukiwania ruchów paralaktycznych gwiazd uwieńczone zostało sukcesem dopiero w XIX wieku, ale do tej sprawy wrócimy później.

Głównym propagatorem teorii K o p e r n i k a stał się dopiero w przeszło 60 lat po jego śmierci Galileo Galilei, jeden z twórców dzisiejszego naukowego światopoglądu i fizyki jako nauki.

Galileusz zaznajomił się z teorią K o p e r n i k a już w końcu XVI wieku, w czasie swego pobytu w Padwie, gdzie wykładał na uniwersytecie, i już wtedy zaczął się do tej teorii skłaniać. Ostatecznie ugruntowało się w nim przekonanie o słuszności teorii K o p e r n i k a pod wpływem odkryć astronomicznych, jakich sam dokonał za pomocą zbudowanej własnoręcznie pierwszej lunety astronomicznej. Już pierwsze obserwacje wykazały istnienie faz Wenus, czterech księżyców Jowisza i pierścieni Saturna. Zwłaszcza wykrycie księżyców Jowisza bardzo dobitnie ujawniało układ ciał niebieskich krążących nie wokół Ziemi. Galileusz jest odąd całkowicie przekonany o słuszności teorii K o p e r n i k a.

nika i w swym dziele „Dialogo interno ai due sistemi del mondo” obszernie przedstawia tę teorię. Dzieło to ma formę dialogu. Jeden z jego uczestników jest zwolennikiem teorii K o p e r n i k a, inny zaś występuje z obroną teorii P t o l e m e u s z a. Dzieło to ukazało się w roku 1632, lecz już w roku 1633, jak powszechnie wiadomo, zostało potępione przez Kongregację Inkwizycji, a G a l i l e u s z musiał przed trybunałem Inkwizycji odczytać głośno formułę wyrzeczenia się swych poglądów, które uznane zostały za sprzeczne z Pismem świętym. Wyrok Inkwizycji powoływał się zresztą na ogłoszony już w roku 1616 dekret potępiający naukę K o p e r n i k a i zarzucił G a l i l e u s z o w i postępowanie wbrew temu dekretowi. Wyroki Inkwizycji nie zdołały jednak powstrzymać postępów nauki i coraz szybszego szerzenia się poglądów K o p e r n i k a.

G a l i l e u s z poświęca dużo uwagi obiekcjom wysuwany przeciw kopernikowskiej idei obrotu Ziemi dokoła własnej osi przez zwolenników teorii nieruchomej Ziemi. Zasadniczą obiekcją sprowadzała się do zarzutu, że gdyby Ziemia się obracała, rzucony pionowo w górę kamień nie mógłby z powrotem opaść na to samo miejsce, gdyż przez ten czas Ziemia zdążyłaby się już obrócić o pewien kąt, co spowodowałoby przesunięcie punktu wyjścia kamienia. Podobnie pocisk artyleryjski wystrzelony na wschód, na spotkanie punktów obracającej się Ziemi, powinien by przebyć większą odległość niż wystrzelony na zachód pocisk, który biegnie w kierunku ruchu punktów powierzchni Ziemi i musi je dopędzać. Ten ostatni argument wysunięty został przez Tychona d e B r a h e.

W celu obalenia tych zarzutów G a l i l e u s z rozwinął wysunięty już przez K o p e r n i k a pogląd, że wszystko, co związane jest z Ziemią, a więc wszystkie ciała ziemskie, bierze udział w ruchu Ziemi. Pogląd ten szczegółowo opracował G a l i l e u s z, ilustrując go szeregiem przykładów, w dialogach „Drugiego dnia” i sformułował tam zasadę bezwładności oraz zasadę niezależności ruchów.

G a l i l e u s z wyraźnie stwierdza, że każde ciało ziemskie skutkiem swego udziału w ruchu Ziemi uzyskuje pewien impuls (pęd) i pęd ten zachowuje bez zmiany bez względu na to, co się z nim dzieje — czy leży ono nieruchomo na powierzchni Ziemi, czy też zostaje wyrzucone w górę, czy wreszcie wystrzelone w dowolnym kierunku. To zachowanie pędu nie wymaga działania żadnej przyczyny, stanowi ono naturalną własność ciał. Jednakże u G a l i l e u s z a ten naturalny ruch ciała, biorącego udział w ruchu obrotowym Ziemi, jest ruchem po kole dokoła osi ziemskiej; mamy tu wyraźne zupełnie nawiązanie do poglądów K o p e r n i k a.

Zachowanie pędu sam G a l i l e u s z rozumie ogólniej, nie tylko w stosunku do ruchu obrotowego wraz z Ziemią. Dużo miejsca poświęca G a l i l e u s z dyskusji zachowania się przedmiotów na poruszającym się okręcie. Wbrew poglądom zwolenników A r y s t o t e l e s a G a l i l e u s z

stwierdza, że ruch okrętu nie wywiera wpływu na spadek ciał znajdujących się na okręcie. Kamień upuszczony z masztu spada u jego podnóża niezależnie od tego, czy okręt porusza się i jaka jest jego prędkość. Galileusz tłumaczy to znów zachowaniem przez kamień pędu uzyskanego skutkiem udziału w ruchu okrętu. Tym razem chodzi tu istotnie o zasadę zachowania pędu. Jednakże Galileusz nie formułuje jeszcze tej zasady zupełnie wyraźnie, choć jest już bliski tego sformułowania; na przeszkodzie stoi mu jeszcze zbyt silne nawiązywanie do ruchu obrotowego Ziemi.

Rozważając spadek ciał i wystrzał armatni Galileusz wprowadza dalej — nie formułując jej jeszcze całkiem wyraźnie — zasadę niezależności ruchów. Ruch spadającego ciała składa się właśnie z dwóch ruchów — ruchu poziomego, związanego z obrotem Ziemi, i z pionowego spadku. Jeszcze wyraźniej sytuacja ta występuje przy rozważaniu spadku ciał na poruszającym się okręcie. Galileusz podkreśla, że ciało porusza się z jednej strony wraz z okrętem, przebywając w czasie spadku pewną odległość w kierunku poziomym, z drugiej zaś strony spada, przy czym spadek ten odbywa się dokładnie tak samo na okręcie stojącym nieruchomo, jak i na okręcie poruszającym się z dowolną prędkością. Zasada niezależności ruchów jest jedną z podstawowych zasad kinematyki i wiąże się z podstawowymi zasadami mechaniki sformułowanymi przez Newtona.

Wykrycie praw swobodnego spadku stanowi dalszą zasługę Galileusza. Już Kopernik wiedział, że spadek ten odbywa się ruchem przyspieszonym, dopiero jednak Galileusz, zamiast zajmować się wywodami opartymi na takiej czy innej doktrynie, sprawdził doświadczalnie, jak odbywa się spadek ciał, i pierwszy wprowadził wyraźne pojęcie przyspieszenia decydujące dla rozwoju mechaniki. Galileusz stwierdził, że swobodny spadek ciał odbywa się ze stałym przyspieszeniem i że droga przebyta przez spadające ciało jest proporcjonalna do kwadratu czasu spadku. Ponieważ spadek ciał wywołany jest przez ich ciężar, wynikało stąd, że ciężar ciała powoduje stałe przyspieszenie. Inaczej mówiąc, że ze stałe działającą siłą związana jest nie — jak to chciał Arystoteles — stała prędkość, lecz stałe przyspieszenie.

Tak więc w odkryciach Galileusza widzimy bardzo wyraźnie wpływ idei Kopernika i dalsze ich rozwinięcie.

Należy jeszcze podkreślić wpływ zasadniczego filozoficznego stanowiska Kopernika na późniejszy rozwój fizyki, a przede wszystkim na Galileusza. Kopernik wyraźnie uznał zgodność teoryj astronomicznych z obserwacjami, a więc z rzeczywistością, za jedyne kryterium prawdziwości tych teoryj. Jest to stanowisko przyjęte całkowicie przez naukę w późniejszym jej rozwoju; znajdujemy je również i u Galileusza.

leusza. Galileusz wyraźnie podkreślał, że Pismo święte nie może być używane jako dowód słuszności poglądów naukowych, że decyduje tu doświadczenie i logiczny dowód, przy czym poglądy te prowadzić muszą do wyników zgodnych z rzeczywistością, a więc z obserwacjami.

Już u Galileusza widzimy, jak rewolucyjne były poglądy Kopernika. Prowadzą one nie tylko do nowego ujęcia ruchów ciał niebieskich; dalsze ich rozwinięcie prowadzi nieuchronnie do zakwestionowania podstaw fizyki Arystotelesa i do zasadniczej zmiany nastawienia nauk przyrodniczych. Pamiętać trzeba, że poglądy starożytnych na fizykę i astronomię tworzyły zwarty system i że nie można było tego systemu zmienić czy uzupełnić w niewielu punktach, nie zmieniając reszty. Jakiegokolwiek większe zmiany oznaczać musiały w swych konsekwencjach naruszenie i zachwianie całości i ostatecznie jej obalenie.

Zasadę bezwładności w dzisiejszej formie wyraźnie sformułował nie Galileusz, ale dopiero Descartes. Descartes formułował zasadę tę w postaci zasady zachowania ruchu, przy czym za miarę ruchu przyjmował iloczyn wielkości cząstki przez jej prędkość. Ruch Descartesa pokrywa się z pędem Newtona, z tą różnicą, że zamiast mało jeszcze sprecyzowanej „wielkości cząstki“ u Newtona występuje dokładnie określona masa. Rozważania Descartesa nie nawiązują jednak bezpośrednio do Kopernika.

Zupełnie inaczej natomiast wygląda sprawa znaczenia poglądów Kopernika dla Keplera. Kepler był entuzjastycznym zwolennikiem teorii Kopernika i teoria ta stanowiła punkt wyjścia jego rozważań. Kepler był pod koniec życia Tycho de Brahe jego asystentem i miał do rozporządzenia cały niezwykle bogaty i jak na owe czasy bardzo dokładny materiał obserwacyjny, zebrany przez swego mistrza.

Tycho de Brahe do końca swego życia nie uznał całkowicie poglądów Kopernika — w szczególności nie mógł się zgodzić na wynikające z poglądów tych niestęchanie wielkie odległości gwiazd. Keplerowi argumenty Tycho de Brahe nie wydawały się przekonujące i zajął się on uporządkowaniem materiału obserwacyjnego swego nauczyciela z punktu widzenia poglądów Kopernika. Keplerowi zawdzięczamy jednak zasadniczy krok naprzód w rozwijaniu konsekwencji teorii geocentrycznej. Jeśli dla Kopernika to, że Ptolemeusz brał pod uwagę możliwość ruchów po kole z niejednostajną prędkością, stanowiło duży brak teorii Ptolemeusza, tak że Kopernik za jeden z celów swej pracy postawił sobie sprowadzenie ruchów planet do jednostajnych obrotów po kołach, dla Keplera punktem wyjścia była właśnie wynikająca z obserwacji Tycho de Brahe niejednostajność ruchów planet dookoła Słońca. Szczególnie obfity był materiał obserwacyjny dotyczący ruchów Marsa; materiał ten nie dawał się jednak pogo-

dzić z konstrukcjami samego Kopernika. Kepler, zamiast rozbudowywać dalej epicykle, dopuścił możliwość ruchu Marsa dokoła Słońca, nie po kole, lecz po elipsie, kierując się tym, że i w ujęciu epicyklicznym odległość Marsa od Słońca nie jest stała. Rozważania Keplera wymagały wykonania szeregu bardzo mozolnych przeliczeń, wysiłki te jednak, jak wiemy, uwieńczone zostały pełnym sukcesem; okazało się, że ruch Marsa dokoła Słońca jest wyraźnie niejednostajny i że odbywa się po elipsie, przy czym w jednym z jej ognisk znajduje się Słońce. Okazało się dalej, że promień wodzący, skierowany od Słońca do Marsa, zakreśla w ciągu równych odstępów czasu równe pola. Stwierdzenia powyższe stanowią treść pierwszych dwóch keplerowskich praw ruchu planet. Prawa te stosują się i do innych planet, przy czym do wszystkich planet stosuje się trzecie prawo, według którego kwadrat okresu obiegu planety proporcjonalny jest do sześcianu wielkiej osi opisywanej przez nią elipsy.

Tak więc ruchy planet dokoła Słońca odbywają się według praw prostych i przejrzystych; ujęcie keplerowskie wprowadza wielkie uproszczenie do kopernikowskiego systemu planet. Obliczanie położenia planety staje się dzięki temu dużo prostsze, a wyniki obliczeń — zgodne z obserwacjami. Ale keplerowskie ujęcie praw ruchu planet prowadzi jeszcze dalej. Kopernik zadowolił się geometryczno-kinematycznym opisem tych ruchów; ruchy po epicyklach nie wymagały według niego żadnych dalszych uzasadnień. Kepler czyni następny zasadniczy krok naprzód, przechodząc od kinematyki ruchów planet do ich dynamiki. Nierównomierny ruch planety po elipsie nie jest już ruchem naturalnym, nie wymagającym tłumaczenia; powstaje zagadnienie przyczyny tego ruchu, przyczyn powodujących tę nierównomierność, a więc zagadnienie sił. Planety poruszają się — według wykrytych przez Keplera praw — prędzej, gdy mijają perihelium, wolniej zaś w aphelium, a więc ich prędkość zależy wyraźnie od ich odległości od Słońca. Dla Keplera jest to dowodem, że przyczyna zmian prędkości leży w Słońcu, Słońce jest źródłem działań wpływających na ruch planet.

Kepler wyobrażał sobie, że działanie Słońca na planety odbywa się tylko w płaszczyźnie toru planety, że więc chodzi tu o działanie skierowane. Ponadto Kepler nie zdawał sobie sprawy z prawa bezwładności; tak więc jego ujęcie dynamiki ruchów planet różni się bardzo wyraźnie od dzisiejszego. Tym niemniej jednak Kepler był założycielem mechaniki nieba i na jego prawach mógł się oprzeć Newton.

Dalszy krok naprzód w rozwoju dynamiki zawdzięczamy Huyghensowi, który powiązał kartezjuszowską zasadę bezwładności z ruchem jednostajnym po kole. Już Galileusz zdawał sobie sprawę z tego, że ciało zmuszone do ruchu po kole i następnie puszczone swobodnie

odbiega po stycznej do koła właśnie dzięki bezwładności. Jednakże, jak wiemy, nie potrafił on jeszcze całkowicie wyraźnie sformułować zasady bezwładności i uważał jednostajny ruch po powierzchni Ziemi za ruch bezwładny; nie doszedł on jeszcze do wyraźnego uświadomienia sobie bezwładnego ruchu prostoliniowego w pustej przestrzeni.

Dopiero **Borelli**, francuski astronom, wyraźnie sformułował w roku 1665 pogląd, że wpływ siły przyciągania słonecznego równoważony jest przez działanie dążności ośrodkowej, wywołanej przez bezwładność, przez to, że ciało poruszające się po kole dąży do poruszania się po prostej stycznej do koła. W ten sposób **Borelli** pierwszy — choć jeszcze w sposób nieściśły — zastosował pojęcie bezwładności do ruchu planety. Wyraźne sformułowanie praw ruchu po kole i wyliczenie siły potrzebnej do utrzymania ciała w ruchu jednostajnym po kole zawdzięczamy **Huyghensowi**, który ogłosił swe wyniki w roku 1673. **Huyghensowi** chodziło konkretnie o wyliczenie siły potrzebnej do utrzymania na sznurze obracanego ruchem jednostajnym ciała, co wiązało się bezpośrednio z prawami ruchu wahadłowego. Ruch ten miał wówczas duże znaczenie praktyczne, gdyż zbadanie praw ruchu wahadła doprowadziło **Huyghensa** do konstrukcji zegara wahadłowego, który odegrał ważną rolę w rozwoju mechaniki. **Huyghens** nie zastosował jednak swego wyniku do ruchu planet — był on jeszcze na tyle pod wpływem idei **Kopernika**, że uważał ruch planety po kole za ruch naturalny, nie wymagający jakiegos specjalnego tłumaczenia.

Ostateczny krok w ustalaniu praw dynamiki i prawa ciężenia powszechnego uczynił **Newton**. Nie tylko sformułował zupełnie wyraźnie zasadę bezwładności, ale ściśle określił zależność pomiędzy siłą a przyspieszeniem. Już z samej zasady bezwładności widać, że działanie siły powoduje zmianę ruchu, zmianę prędkości, a więc przyspieszenie. **Newton** za miarę ruchu przyjął pęd, jak to uczynił już **Descartes**, ale istotną nowością u **Newtona** było wprowadzenie pojęcia masy, co pozwoliło mu dokładnie określić pęd jako iloczyn masy przez prędkość. Według drugiej zasady **Newtona** siła działająca równa jest zmianie pędu na jednostkę czasu, dokładniej — pochodnej pędu. By móc uzyskać sformułowanie, **Newton** musiał stworzyć sobie nowe narzędzie matematyczne — rachunek różniczkowy (rachunek fluksyj, jak go nazwał sam **Newton**).

Analizując prawa **Keplera** za pomocą swego nowego potężnego narzędzia matematycznego **Newton** wykazał, że ruchy planety po elipsie wywołuje siła skierowana zawsze ku Słońcu, przy czym siła ta musi być odwrotnie proporcjonalna do kwadratu odległości planety od Słońca. Osiągnąwszy ten wynik **Newton** zastosował go do ruchu Księżycy dokoła Ziemi i następnie utożsamiał tę działającą na Księżyc odwrotnie

proporcjonalną do kwadratu odległości od Ziemi siłę z siłą ciężenia, powodującą swobodny spadek ciał na powierzchni Ziemi.

Dalszą istotną nowością w systemie mechaniki *Newtona* było zrozumienie przezeń, że siły polegają na wzajemnych oddziaływaniach na siebie ciał i skutkiem tego występują zawsze parami; trzecia zasada *Newtona* orzeka, że działanie ciała *A* na ciało *B* zawsze równe jest i przeciwne oddziaływaniu ciała *B* na ciało *A*. Trzecia zasada w połączeniu z drugą i ze stwierdzoną na podstawie praw *Keplera* odwrotną proporcjonalnością siły działania Słońca na planetę do kwadratu jej odległości od Słońca pozwoliły już *Newtonowi* na sformułowanie zależności tej siły działania od mas Słońca i planety i od ich odległości. Ale wyniki rachunku księżycowego pozwoliły *Newtonowi* na śmiałe uogólnienie przez wprowadzenie pojęcia powszechnego ciężenia i założenie, że między każdymi dwiema masami, nie tylko między planetami i Słońcem czy Ziemią i Księżycem, działa siła wzajemnego przyciągania według tego samego wykrytego dla planet prawa.

Zasady mechaniki *Newtona* i jego prawo powszechnego ciężenia zakończyły pierwszą epokę rozwoju mechaniki, do którego bezpośredni impuls dało nieśmiertelne dzieło *Kopernika*.

Z zasad mechaniki *Newtona* wynika — znana już zresztą *Galileuszowi* w uproszczonej formie — zasada względności mechaniki (tzw. galileuszowska zasada względności), według której ruchy ciał odbywają się dokładnie tak samo, niezależnie od tego, czy układ odniesienia jest w stanie spoczynku, czy też porusza się ruchem jednostajnym prostoliniowym. Mówiąc o spoczynku czy ruchu *Newton* miał na myśli ruch względem absolutnej przestrzeni, która jest w absolutnym spoczynku. Zasady dynamiki *Newtona* obowiązywały ściśle w stosunku do ruchów absolutnych; z mechanicznej zasady względności wynikało, że w takim razie zasady te muszą obowiązywać i w każdym układzie poruszającym się ruchem absolutnym jednostajnym i prostoliniowym.

Galileuszowska (dynamiczna) zasada względności jest krokiem naprzód w porównaniu z kopernikowską zasadą względności kinematycznej, stanowiącej jej dalszy rozwój. Oczywiście już z powiedzianego wyżej wynika, że sformułowanie dynamicznej zasady względności wiąże się ściśle z poglądami na czas i przestrzeń. *Newton* w poglądach swych przyjmował materialistyczny punkt widzenia uznając obiektywnie istnienie czasu i przestrzeni; jednakże jego absolutny czas i absolutna przestrzeń mają charakter metafizyczny. Czas absolutny *Newtona* ze swej istoty i niezależnie od czegokolwiek innego płynie równomiernie: jego przestrzeń absolutna jest w absolutnym spoczynku. Obserwacje ruchów nie pozwalają wykryć — według zasady względności *Galileusza* — ruchu jednostajnego i prostoliniowego względem przestrzeni absolutnej i sam

Newton stwierdził już, że być może w rzeczywistości nie istnieje żadne ciało absolutnie nieruchome, względem którego można by określić przemieszczanie się innych ciał. Absolutny czas i absolutna przestrzeń Newtona grają rolę pomocniczych abstrakcyj, bez których można byłoby się właściwie obyć.

Newton przyjmował, że cała przestrzeń wypełniona jest eterem niematerialnym (niematerialnym w tym sensie, że właściwości jego wyraźnie różnią się od właściwości zwykłej ważkiej materii) i że eter ten przekazuje działania grawitacyjne, elektryczne i magnetyczne; te poglądy Newtona stanowią właściwie zarodek dzisiejszego połowego ujęcia fizyki, przypisującego podstawowe znaczenie polu posiadającemu energię, pęd i masę, a więc mającemu cechy materialne.

Do zagadnień ruchu absolutnego, absolutnej przestrzeni i eteru kosmicznego wrócimy później; podkreślimy tu jedynie, że powstały one w związku z rozwojem podstaw mechaniki i wynikły z rozwijania konsekwencji kopernikowskiego systemu świata. Zajmiemy się teraz szeregiem innych praw i zjawisk, wiążących się również z systemem kopernikowskim, lecz należących już nie do mechaniki, lecz do optyki.

W roku 1676 Olaf Römer, stojąc na gruncie poglądów Kopernika, zwrócił uwagę na możliwość znalezienia wartości prędkości światła w oparciu o astronomiczne odległości, bardzo wielkie w porównaniu z odległościami, z jakimi mamy do czynienia na Ziemi. Römer oparł się w swych rozważaniach na obserwacjach zaćmień księżyców Jowisza. W owym czasie znane były cztery największe księżyce, odkryte przez Galileusza. Ze względu na wielkie rozmiary Jowisza i jego cienia księżyce te za każdym obiegiem wchodzą w ten cień i doznają zaćmienia. Zaćmienia powinny następować po sobie w regularnych odstępach czasu, równych okresowi obiegu danego księżyca. Römer po wyliczeniu epok zaćmień na podstawie obserwacji dokonanych w okresie opozycji Jowisza ze Słońcem stwierdził, że gdy Jowisz znalazł się w koniunkcji ze Słońcem, zaćmienia wystąpiły z opóźnieniem, dochodzącym do 1000 sekund. Gdy Jowisz jest w opozycji ze Słońcem, to z punktu widzenia teorii Kopernika Ziemia i Jowisz znajdują się po tej samej stronie Słońca, gdy natomiast Jowisz jest w koniunkcji ze Słońcem, znajduje się on po przeciwnej niż Ziemia stronie Słońca. Koniunkcja Jowisza ze Słońcem następuje po upływie czasu nieco dłuższego niż pół roku po opozycji; w tym czasie Ziemia przebiega nieco więcej niż połowę swej orbity, Jowisz zaś, którego okres obiegu wynosi 12 lat, zaledwie $\frac{1}{24}$ swojej. Wynika stąd, jak łatwo zauważyć, że w okresie koniunkcji Jowisz jest od Ziemi dalej o całą średnicę toru Ziemi w porównaniu z odległością w okresie opozycji. Jeżeli więc zaćmienia opóźniają się, należy to, jak wywnioskował Römer, przypisać skończonej prędkości rozchodzenia się światła. Na podstawie

przyjmowanej wówczas wartości odległości Ziemi od Słońca R ö m e r wyliczył, że prędkość światła wynosi 313 000 km/sek (w dzisiejszych jednostkach), co stanowi niezłe przybliżenie do prawdziwej wartości wynoszącej 299 792 km/sek.

Fakt, że światło rozchodzi się ze skończoną — choć bardzo wielką — prędkością odegrał podstawową rolę w rozwoju dwóch teorii światła, które powstały w XVII w.: newtonowskiej teorii korpuskularnej oraz huyghensowskiej teorii falowej. Równocześnie metoda R ö m e r a sta nowiła bezpośrednie potwierdzenie słuszności poglądów K o p e r n i k a, potwierdzenie tego, że Ziemia obraca się dookoła Słońca.

Odkrycie R ö m e r a i newtonowska teoria ciężenia powszechnego ogromnie wzmogły autorytet teorii K o p e r n i k a. Ale jednym z bezpośrednich wniosków z teorii K o p e r n i k a jest istnienie paralaks gwiazdowych. Gdy obserwujemy jakąś gwiazdę z pewnego położenia Ziemi na jej orbicie, a następnie z innego położenia, o pół roku późniejszego, a więc przesuniętego o średnicę toru Ziemi, pozorne położenie gwiazdy na sklepieniu nieba powinno ulec zmianie, podobnie jak ulega zmianie kierunek widzenia nieruchomego przedmiotu, oglądanego z dwóch różnych, odległych od siebie położen. Jeżeli gwiazda leży w płaszczyźnie ekliptyki, to jej przesunięcie kątowe — paralaksa heliocentryczna — powinno być równe w mierze łukowej stosunkowi średnicy toru Ziemi do odległości gwiazdy od Słońca.

W początku XVII w. szereg astronomów przedsięwziął systematyczne obserwacje położen różnych gwiazd, by stwierdzić występowanie paralaktycznych ruchów gwiazd i w ten sposób uzyskać bezpośrednie potwierdzenie słuszności teorii K o p e r n i k a. Między innymi obserwacje takie przedsięwziął astronom angielski J. B r a d l e y, posługując się do tego celu gwiazdą γ Draconis (Smoka), leżącą blisko bieguna ekliptyki. Ze względu na położenie tej gwiazdy na sklepieniu nieba należało się spodziewać największych przesunięć paralaktycznych w deklinacji (deklinacją nazywamy odległość kątową gwiazdy od równika niebieskiego, mierzoną wzdłuż południka niebieskiego) w dniach 21 grudnia i 21 czerwca. Przesunięć takich jednak B r a d l e y nie zauważył, co wskazywało na bardzo wielką odległość gwiazdy od Słońca — wiemy dzisiaj, że paralaksa γ Draconis ma wartość kątową poniżej możliwości obserwacyjnych B r a d l e y a i tym się tłumaczy negatywny wynik jego obserwacji. Natomiast B r a d l e y zauważył co innego, a mianowicie wyraźne zmiany deklinacji obserwowanej gwiazdy, przebiegające zupełnie inaczej, niż należałoby się spodziewać dla przesunięć paralaktycznych. Maksymalne przesunięcia w deklinacji, sięgające $20,5''$ w jedną i w drugą stronę, zauważył B r a d l e y w dniach 21 marca i 23 września, to znaczy wówczas, gdy właśnie nie należało się spodziewać żadnych przesunięć paralaktycznych w deklinacji.

W ciągu roku gwiazda opisała na sklepieniu nieba zblizoną do koła elipsę o wielkiej osi równej $41''$. Zjawisko to niewątpliwie stanowiło odbicie ruchu Ziemi dokoła Słońca, nie chodziło tu jednak — również niewątpliwie — o przesunięcie paralaktyczne, tym bardziej, że zaobserwowano analogiczne ruchy innych gwiazd, przy czym maksymalne przesunięcie wynosiło zawsze $20,5''$.

Wytlumaczenie tego niespodziewanego zjawiska, nazwanego aberracją astronomiczną, znalazł Bradley na podstawie dominującej wówczas korpuskularnej teorii światła. Chodzi tu o wpływ prędkości ruchu Ziemi na orbicie, wynoszącej $29,5$ km/sek., a więc stosunkowo bardzo dużej. Gdy promień światła, biegnący — jak w przypadku γ Draconis — prostopadle do kierunku ruchu Ziemi, dobiega Ziemi, dla obserwatora ziemskiego kierunek biegu promienia ulega pochyleniu w kierunku ruchu Ziemi, podobnie jak spadające pionowo dla nieruchomego obserwatora krople deszczu biegają skośnie po szybie pociągu pochylając się w kierunku biegu pociągu. Łatwo zauważyć, że sinus kąta pochylenia światła, a więc sinus kąta aberracji, równy jest stosunkowi prędkości Ziemi na orbicie do prędkości światła; znając kąt aberracji i prędkości Ziemi możemy więc wyliczyć prędkość światła, uzyskując w ten sposób wartość $300\ 000$ km/sek bądź też znając prędkość światła wyliczyć prędkość Ziemi na jej orbicie, uzyskując w ten sposób bezpośrednie potwierdzenie poglądów Kopernika. Zauważymy tu, że gdyby Ziemia poruszała się ruchem jednostajnym prostoliniowym, nie moglibyśmy dostrzec aberracji, gdyż kierunek widzenia wszystkich gwiazd zmieniłby się w ten sam nie ulegający zmianie kąt. Tylko dlatego, że kierunek ruchu Ziemi ciągle się zmienia i w ciągu półrocza przechodzi w przeciwny, widzimy zmiany kąta aberracji: kąt $41''$ odpowiada zmianie prędkości Ziemi o 59 km/sek.

Wykrycie aberracji astronomicznej przez Bradleya stanowiło duży sukces teorii Kopernika. Zjawisko to nie wywarło początkowo większego wpływu na rozwój optyki, ale w XIX w., gdy przyjęto powszechnie falową teorię światła, okazało się, że wytlumaczenie zjawiska aberracji nie jest jednak takie proste, jak wydawało się Bradleyowi, i wiąże się z poglądami na istotę światła i na istnienie oraz własności tak zwanego eteru kosmicznego, hipotetycznego środowiska wypełniającego całą przestrzeń i będącego podłożem fal świetlnych. Zarówno teoria dawniejsza, uważająca światło za mechaniczne drgania poprzeczne sprężystego eteru, jak i dominująca od końca XIX wieku teoria elektromagnetyczna, według której światło są to bardzo krótkie fale elektromagnetyczne, przyjmowała początkowo istnienie takiego środowiska. Do sprawy tej powrócimy nieco później.

Paralakse heliocentryczną gwiazdy 61 w gwiazdozbiórze Łabędzia wykrył Bessel w r. 1838 posługując się o wiele dokładniejszymi przy-

rządami astronomicznymi niż Bradley. Wykrycie paralaktycznych ruchów gwiazd, które dla najbliższych nawet gwiazd są zaledwie rzędu kilku dziesiątych sekundy łuku (dla najbliższej nam gwiazdy, Proxima Centauri, widocznej zresztą tylko na półkuli południowej, paralaksa wynosi $0,77''$) stanowiło nie tylko nowe świetne potwierdzenie teorii Kopernika. Oznaczało to równocześnie ustalenie istotnych wartości odległości gwiazd i danie po raz pierwszy dokładniejszego pojęcia o rozmiarach naszego układu gwiazdowego; najbliższa nam gwiazda leży, jak się okazało, w odległości przeszło czterech lat świetlnych od Słońca. Już Kopernik przewidywał, nie mogąc stwierdzić swymi niedokładnymi przyrządami paralaks gwiazd, że odległości gwiazd muszą być dużo większe, niż to przypuszczali starożytni; poglądy na nieskończoność wszechświata rozwijał, jak wiemy, później Giordano Bruno, który przypłacił je spaleniem na stosie, ale dopiero zmierzenie paralaks pozwoliło oprzeć astronomię gwiazd i astrofizykę na mocnej podstawie dokładnych danych liczbowych i zapoczątkowało świetny późniejszy rozwój tych gałęzi nauki.

Również dopiero w XIX wieku uzyskano bezpośredni dowód obrotowego ruchu Ziemi dokoła własnej osi. Już w roku 1679 Newton doszedł do wniosku, że ruch obrotowy Ziemi powinien jednak nieco wpływać na spadek ciał. Ciało znajdujące się na pewnej wysokości nad powierzchnią Ziemi, a więc w większej nieco odległości od osi ziemskiej niż punkty powierzchni Ziemi, uzyskuje skutkiem obrotu Ziemi nieco większą prędkość z zachodu na wschód niż leżący pionowo pod nim punkt powierzchni Ziemi. Ponieważ w czasie spadku ciało zachowuje tę prędkość, punkt, w którym osiąga ono powierzchnię Ziemi, powinien być nieco przesunięty na wschód w stosunku do spodka pionu, przechodzącego przez punkt wyjścia spadku.

Dokładniejszą teorię wychylenia ciał spadających podali na początku XIX wieku Gauss i Laplace. Na podstawie ich wzoru przeprowadził pomiary w roku 1831 fizyk niemiecki Reich, wykorzystując spadek ciał z wysokości 158,5 m. Przewidywane teoretycznie wychylenie na wschód powinno było wynieść 27 mm; Reich znalazł wychylenie $28,3 \pm 4$ mm, a więc w granicach błędu wzór Gaussa-Laplace'a został potwierdzony.

Bardzo bezpośredni i dokładny dowód obrotu Ziemi dokoła własnej osi stanowiło doświadczenie Foucaulta z wahadłem, które — jak wynika z praw mechaniki — zachowuje i na obracającej się Ziemi niezmienną płaszczyznę wahania. Foucault użył w roku 1851 długiego i ciężkiego wahadła, wahającego się przez długi czas; wskutek ruchu obrotowego Ziemi wszelkie związane z nią kierunki ulegają stopniowej

zmianie względem stałej płaszczyzny wahań, co w rezultacie powoduje efekt pozornego stopniowego skręcania się płaszczyzny wahań.

Doświadczenia te zwróciły uwagę na dynamikę ruchów w wirującym układzie odniesienia. W rozwoju tej gałęzi dynamiki podkreślić należy zasługi francuskiego uczonego Coriolisa, który wykazał w roku 1836, że na poruszające się w takim układzie ciało działa siła, powodująca jego zbaczanie, stale w tym samym kierunku. Tego rodzaju siła Coriolisa działa również i na ciała poruszające się na powierzchni Ziemi; ponieważ jednak prędkość kątowna Ziemi jest niewielka — jeden obrót na dobę — siła ta osiąga dostrzegalne wartości dopiero dla dużych prędkości. Musimy się jednak liczyć z siłą Coriolisa, gdy chodzi o ruch pocisków artyleryjskich, zwłaszcza wystrzelonych na duże odległości, czy bardzo szybkich dzisiejszych aeroplanów. Siła ta wywołuje wyraźne zboczenia. Siły Coriolisa grają bardzo ważną rolę w meteorologii, gdyż wpływają one w decydujący sposób na kierunek wiatrów z uwagi na stosunkowo znaczne wchodzące w grę szybkości ruchu powietrza. Takie zjawiska meteorologiczne, jak passaty, cyklony i antycyklony, oraz fakt, że wiatr zawsze zbacza od kierunku największego spadku ciśnienia atmosferycznego, nawiązują bezpośrednio do wpływu sił Coriolisa, a więc są właściwie dowodami słuszności poglądu Kopernika. Dopiero jednak rozwój mechaniki i rozpoczęcie na szerszą skalę systematycznych obserwacji meteorologicznych pozwoliły zaobserwować, zrozumieć i wytłumaczyć te zjawiska. Zbaczanie na wschód spadających ciał wytłumaczyć można również działaniem siły Coriolisa. Można również tłumaczyć doświadczenie Foucaulta działaniem siły Coriolisa — z punktu widzenia obserwatora związanego nieruchomo z Ziemią ta właśnie siła powoduje zbaczanie wahadła.

Dynamika ruchów w układach wirujących znalazła zastosowanie i do ruchów obrotowych brył sztywnych, a więc do teorii bąka. Na wirujący ciężki bąk — żyroskop — działają momenty obrotowe wywołane przez siły Coriolisa, wywierane na szybko poruszające się punkty bąka. Gdy bąk zawieszony jest tak, że oś jego może się ustawiać zupełnie dowolnie w płaszczyźnie poziomej, ustawia się ona pod działaniem sił Coriolisa w płaszczyźnie południka ziemskiego. Fakt ten przewidziany teoretycznie już przez Foucaulta, znalazł duże zastosowanie praktyczne w żyroskopowym kompasie, stosowanym dzisiaj coraz powszechniej. Kompas taki stanowi zatem przykład technicznego zastosowania teorii Kopernika o obrocie Ziemi dokoła własnej osi.

Wróćmy jednak do wpływu teorii Kopernika na rozwój optyki. Gdy ugruntowała się już elektromagnetyczna teoria światła, pod koniec XIX wieku przyjmowano powszechnie, że przestrzeń cała wypełniona jest hipotetycznym środowiskiem — eterem kosmicznym — w którym roz-

chodzą się fale elektromagnetyczne; z tego punktu widzenia nie istniała właściwie próżnia, było to więc nawiązanie do poglądów Kartezjusza, przyjętych zresztą później częściowo przez Newtona. Teoria pola elektromagnetycznego, podana przez Maxwella, który na jej podstawie przewidział istnienie fal elektromagnetycznych i ustalił elektromagnetyczną naturę fal świetlnych, rozwinięta została dalej po odkryciu atomistycznej budowy naboju elektrycznego — a więc elektronów — w postaci elektronowej teorii Lorentza.

Lorentz zakładał, że eter kosmiczny jest absolutnie nieruchomy, eter ten stanowił więc jak gdyby materializację nieruchomej absolutnej przestrzeni Newtona.

Z punktu widzenia elektromagnetycznej teorii falowej światła, przyjmującej istnienie eteru, jedno wydawało się jednak niewątpliwe, a mianowicie to, że zjawiska optyczne nie przebiegają w układzie poruszającym się tak samo, jak w układzie nieruchomym; inaczej mówiąc, że galileuszowska zasada względności nie stosuje się do zjawisk optycznych. Jeśli tak, to nasuwała się możliwość stwierdzenia na drodze optycznej ruchu Ziemi względem eteru kosmicznego, „wiatru eteru“, jak się wówczas wyrażano. Prędkość Ziemi na orbicie dookoła Słońca wynosi 29,5 km/sek, przynajmniej tego rzędu musiała więc być i prędkość Ziemi względem eteru, a tego rzędu prędkość powinna być wykrywalna metodami optycznymi.

W ciągu XIX wieku dzięki wykryciu zjawisk interferencji światła ogromnie wzrosła dokładność pomiarów optycznych. Postępy techniki szlifierskiej pozwoliły wykonywać płytki płasko-równoległe z odchyleniem nie przekraczającym drobnego ułamka długości fali światła. Amerykański fizyk Michelson (pochodzący zresztą z Poznańskiego) zbudował interferometr, za pomocą którego wyznaczał długość metra wzorcowego w długościach fal świetlnych wybranych linii widmowych z dokładnością do siedmiu cyfr znaczących, to znaczy z błędem względnym rzędu 10^{-7} . Dokładność pomiarów za pomocą tego interferometru była tak duża, że Michelson w roku 1881 przedsięwziął swą słynną próbę wykrycia ruchu Ziemi względem eteru.

Nie będą tu przytaczał dokładnego opisu doświadczenia Michelsona; myśl zasadnicza polegała na rozłożeniu wiązki światła, która padała pod kątem 45° na lekko posrebrzaną płasko-równoległą płytkę szklaną, na dwie wiązki — przechodzącą i odbitą, rzuceniu wiązek tych na prostopadle ustawione zwierciadła i doprowadzenie powracających odbitych wiązek do interferencji. W polu widzenia lunetki obserwacyjnej pojawia się w tych warunkach szereg prążków interferencyjnych. Jedną z wiązek kierujemy zgodnie z biegiem Ziemi po orbicie, drugą — prostopadle do tego kierunku. Jeśli teraz cały przyrząd obrócimy o 90° , tak że role wiązek

ulegną zamianie, proste rozważania prowadziły do wniosku, że powinno nastąpić przesunięcie prążków interferencyjnych co najmniej o pół prążka. Michelson nie stwierdził dostrzegalnego przesunięcia, choć mógłby wykryć już przesunięcie rzędu paru setnych prążka.

Nieoczekiwany wynik doświadczenia Michelsona wzbudził duże zainteresowanie i niedowierzanie, tak że było ono powtarzane szereg razy, jednak również z wynikiem negatywnym.

Doświadczenie Michelsona nie było jedynym, za pomocą którego starano się metodami niemechanicznymi wykryć wpływ ruchu Ziemi na przebieg zjawisk. Inne doświadczenie podali Trouton i Noble — którym chodziło o wykrycie ruchu Ziemi na orbicie metodą elektryczną. I to doświadczenie dało wynik negatywny. Wynik pozytywny dały natomiast doświadczenia mające na celu wykrycie metodami optycznymi obrotowego ruchu Ziemi dokoła własnej osi.

Początkowo próbowano tłumaczyć wynik doświadczenia Michelsona na gruncie teorii nieruchomego eteru Lorentza przyjmując dodatkowe założenie, że skutkiem ruchu z prędkością v wymiary wszystkich przedmiotów ulegają w kierunku ruchu skróceniu w stosunku $\sqrt{1-v^2/c^2}$ (tzw. skrócenie Fitzgeralda-Lorentza). Wprowadzenie tego założenia pozwoliło wytłumaczyć negatywny wynik doświadczeń Michelsona i Troutona-Noble'a. Jednakże nawet po tym uzupełnieniu teoria Lorentza nie dała się długo utrzymać; zbyt sztucznie wyglądało założenie istnienia nieruchomego eteru i wprowadzenie dodatkowego efektu kompensującego tak pomyślanego, by nie było możliwe wykrycie metodami optycznymi i elektromagnetycznymi ruchu prostoliniowego względem tego eteru. Ponadto, jak się później okazało, istniały jednak przypadki, w których teoria ta prowadziła do wyników niezgodnych z doświadczeniem (zjawisko Dopplera).

Zupełnie inne wyjście z tych trudności wskazał w roku 1905 młody, dwudziestokilkuletni wówczas A. Einstein. Zwrócił on uwagę na to, że negatywny wynik prób wykrycia prostoliniowego ruchu Ziemi względem eteru kosmicznego metodami optycznymi czy elektromagnetycznymi świadczy właściwie tylko o tym, że ruch jednostajny i prostoliniowy nie wywiera żadnego wpływu na zjawiska optyczne i elektromagnetyczne, podobnie jak to już dawno znane było dla zjawisk mechanicznych. Innymi słowy, obowiązuje nie tylko galileuszowska mechaniczna zasada względności, ale szersza zasada względności, orzekająca, że ruch jednostajny i prostoliniowy nie wywiera żadnego wpływu na bieg wszelkich zjawisk fizycznych, nie tylko zjawisk mechanicznych. Drugi wniosek, jaki wysnuł Einstein z doświadczenia Michelsona, był bardziej paradoksalny — a mianowicie ten, że wartość prędkości światła nie zależy od tego, z jaką prędkością i w jakim kierunku względem promienia światła —

byleby tylko ruchem jednostajnym i prostoliniowym — porusza się układ, w którym dokonujemy pomiaru prędkości światła.

Z tych dwóch założeń, stanowiących główną treść szczegółowej teorii względności Einsteina, wysunął on wniosek, że gdy od pomiarów w jednym układzie przechodzimy do pomiarów w układzie drugim, poruszającym się względem pierwszego ze stałą co do wartości i kierunku prędkością v , przy czym w obu przypadkach posługujemy się kartezjańskimi układami współrzędnych, to wartości współrzędnych i czasu w jednym układzie związane są z wartościami współrzędnych i czasu w drugim zupełnie określonymi wzorami; wzory te stanowią tak zwane przekształcenie Lorentza. Bardzo charakterystyczną cechą tych wzorów jest to, że czas mierzony w jednym układzie będzie inaczej niż w układzie drugim i że wartości chwil czasu mierzone w jednym układzie zależą nie tylko od chwil czasu, lecz i od wartości współrzędnych mierzonych w układzie drugim. Należałoby się może wyrazić ściślej — w przekształceniach Lorentza nie tyle chodzi o współrzędne i chwile czasu, ile o to, że wyniki pomiarów położenia i czasu wykonywanych w jednym układzie za pomocą odpowiednich miarek i zsynchronizowanych zegarów, rozmieszczonych w różnych punktach przestrzeni, są w określony sposób powiązane z wynikami pomiarów położenia i czasów, uzyskanych w drugim układzie również za pomocą takich samych miarek i tak samo zsynchronizowanych zegarów.

Mogłoby się wydawać nieco dziwnym, że mówimy to o przekształceniu Lorentza, a nie Einsteina. Terminologia ta jest jednak całkowicie uzasadniona; przekształcenia te istotnie znalazł na innej drodze Lorentz przed Einsteinem. Lorentz zajął się podstawowymi równaniami pola elektromagnetycznego, podanymi przez Maxwella dla pola elektromagnetycznego w próżni, dla przypadku, gdy przechodzimy od pomiarów wykonywanych w układzie spoczywającym w eterze do pomiarów w układzie poruszającym się względem pierwszego ruchem jednostajnym i prostoliniowym. Doszedł on do wniosku, że gdy w tym drugim układzie wprowadzimy nowe współrzędne i nowy czas, związane ze współrzędnymi i czasem mierzonymi w pierwszym układzie właśnie przekształceniami Lorentza, to w drugim układzie równania Maxwella, wyrażone za pomocą tych nowych współrzędnych i czasu, mieć będą dokładnie tę samą postać, co równania Maxwella w pierwszym układzie. Wyrażając się bardziej technicznie, powiemy, że równania Maxwella są niezmiennicze wobec przekształceń Lorentza. Lorentz uważał czas mierzony w drugim układzie i występujący w przekształceniu Lorentza jedynie za pomocniczą wielkość rachunkową i nie potrafił wyciągnąć właściwych wniosków ze swego odkrycia, co

uczynił dopiero *Einstein*. Niezmienniczość równań *Maxwella* wiąże się bezpośrednio ze słusnością zasady względności dla zjawisk elektromagnetycznych, a więc i optycznych: w niezmienniczości tej tkwi również i niezależność prędkości światła od ruchu układu odniesienia.

Można łatwo dowieść, że gdy chodzi o prędkości ruchu małe wobec prędkości światła c , a więc takie, że $v/c \ll 1$, równania przekształceniowe *Lorentza* praktycznie nie różnią się od obowiązujących w mechanice równań przekształceniowych (tzw. przekształcenia *Galileusza*); w szczególności zaniedbać wówczas można różnice przebiegu czasu w poruszających się względem siebie układach. Inna jest jednak sytuacja, gdy chodzi o prędkości porównywalne z prędkościami światła. Z prędkościami takimi mamy do czynienia dziś coraz częściej; dzisiejsze wielkie urządzenia przyspieszające elementarne cząstki, a więc betatrony dla przyspieszenia elektronów, cyklotrony, synchrotrony i bewatrony do przyspieszania protonów i cząstek alfa, pozwalają uzyskiwać cząstki o szybkościach sięgających 99,9% prędkości światła i nawet bardziej jeszcze bliskich tej prędkości (należy zauważyć, że prędkość światła jest, jak wykazuje zgodnie z doświadczeniem teoria względności, nieprzekraczalną górną granicą prędkości cząstek materii substancjalnej). Cząstki o jeszcze większych energiach dochodzą do Ziemi w promieniowaniu kosmicznym. Doświadczenia wykonywane z tak szybkimi cząstkami wykazują zgodnie, że słuszne jest przekształcenie *Lorentza*, a nie przekształcenie *Galileusza*, co oznacza, że muszą ulec modyfikacji założenia mechaniki *Newtona*. Główna z tych zmian polega na tym, że w mechanice względnościowej, opartej na rozszerzonej zasadzie względności, obowiązującej dla wszystkich zjawisk, masa cząstki nie jest — tak jak to było w mechanice *Newtona* — niezmiennikiem, ale wiąże się ściśle z całkowitą energią E cząstki słynnym wzorem *Einsteina* $E=mc^2$ (c prędkość światła wyrażona w odpowiednich jednostkach, a więc w m/sek, gdy energię wyrazimy w dżulach, a masę w kilogramach); odwrotnie, z każdą energią E związana jest masa m . Przy uwzględnieniu tej zależności całkowita energia układu zamkniętego i jego całkowita masa są stałe. Zależności te prowadzą dalej do wniosku, że masa cząstki nie jest stała, lecz zależy od jej prędkości, choć wpływ ten staje się dostrzegalny dopiero wówczas, gdy prędkość cząstki przekracza parę tysięcy kilometrów na sekundę.

Teoria względności oparta na przekształceniach *Lorentza*, a więc na zasadzie względności elektrodynamiki, stała się dziś jedną z podstawowych teorii fizycznych. Jak wynika z naszych rozważań, stanowi ona ostatni człon łańcucha, którego pierwszym członem jest kopernikowska zasada względności kinematycznej, a drugim galileuszowsko-newtonowska dynamiczna zasada względności. Każdy człon następny jest uogólnieniem poprzedniego, ale początek całej tej linii rozwojowej dał właśnie

Kopernik i przez zasadę względności wpływ jego idei na rozwój fizyki jest wciąż jeszcze żywy.

Rozważając wpływ idei Kopernika na rozwój mechaniki i na rozwój poglądów na ciążenie powszechne zatrzymaliśmy się na Newtonie i na jego teorii grawitacji. Newtonowska teoria grawitacji znalazła całkowite potwierdzenie w mechanice nieba, której sukcesy były tak wielkie, że trzeba było 200 lat, zanim wyłoniły się drobne odchylenia od przewidywań; chodzi tu o ruch peryhelium Merkurego, wynoszący 43" na sto lat, którego nie można było wytłumaczyć na podstawie newtonowskiej teorii ciążenia. Ale nawet i to odchylenie nie było główną przyczyną, która spowodowała dalszy wielki krok naprzód w zrozumieniu grawitacji, dokonany przez Einsteina. Krok ten stanowiło właściwie dalsze rozszerzenie przez Einsteina zasady względności.

Zanim przejdę do omówienia tego uogólnienia, zwrócę uwagę na to, że teoria względności Einsteina wiąże się z zasadniczą zmianą naszych poglądów na strukturę przestrzeni i czasu. Jak to w szczególności wykazał po Einsteinie Minkowski, z przekształceń Lorentza wynika ścisły związek przestrzeni z czasem, związek, który można ująć geometrycznie za pomocą czterowymiarowej przestrzeni o charakterystycznych stosunkach metrycznych, zbliżonych do stosunków w zwykłej trójwymiarowej przestrzeni euklidesowej, z tym jednak, że współrzędna czasowa tej pseudoeuklidesowej przestrzeni Minkowskiego zachowuje się inaczej niż współrzędne przestrzenne. Jeżeli w trójwymiarowej przestrzeni euklidesowej mamy dwa punkty o współrzędnych kartezjańskich x_1, y_1, z_1 oraz x_2, y_2, z_2 , to kwadrat ich odległości dany jest wzorem:

$$\Delta s^2 = (x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2.$$

Jeśli punkty te bierzemy odpowiednio w chwilach t_1 i t_2 , to w przestrzeni Minkowskiego kwadrat ich interwału (odpowiednika trójwymiarowej odległości) jest.

$$\Delta \sigma^2 = (x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2 - c^2(t_2 - t_1)^2$$

(c — prędkość światła w próżni). Widzimy tu wspomnianą wyżej charakterystyczną różnicę pomiędzy współrzędną czasową a współrzędnymi przestrzennymi, ale i analogię przestrzeni Minkowskiego do przestrzeni Euklidesa. Przestrzeń Minkowskiego nazywać będziemy przestrzenią płaską: w przestrzeni tej nie ma pola grawitacyjnego, a swobodne cząstki poruszają się w niej ruchem jednostajnym prostoliniowym zgodnie z zasadą bezwładności.

Einsteinn zwrócił uwagę na znany już Galileuszowi fakt, że przyspieszenie grawitacyjne wszystkich ciał jest to samo — nie zależy od

masy. Fakt ten, przyjmowany przez mechanikę Newtona, sprawdzony z dużą dokładnością, nie był w mechanice tej wyjaśniony — zadowolano się po prostu jego stwierdzeniem. Ale, jak to podkreślił Einstein, skutkiem tego w spadającej swobodnie z przyspieszeniem ziemskim windzie cząstki materii będą się względem windy poruszać ruchem jednostajnym i prostoliniowym bez przyspieszenia: przyspieszony ruch windy pozwoli więc skompensować pole grawitacyjne ziemskie. Odwrotnie, przyspieszony ruch windy ku górze, wbrew przyspieszeniu ziemskiemu, powoduje — jak powszechnie wiadomo — pozorne zwiększenie ciężaru wszystkich ciał w windzie, a więc efekt taki, jak zwiększenie napięcia pola grawitacyjnego. Ruch przyspieszony wywiera więc efekty równoważne działaniu pola grawitacyjnego. Z kompensacją pola grawitacyjnego przez odpowiednie przyspieszenie spotykają się lotnicy pierwszej rakiety międzyplanetarnej; z chwilą gdy pod działaniem napędu rakiety jej prędkość przekroczy 11,2 km/sek, będzie już ona mogła pokonać wpływ pola grawitacyjnego Ziemi i dotrzeć do Księżyca czy do którejś z planet. Gdy w rakiecie takiej wyłączą się napęd, poruszać się ona będzie dalej pędem nabytym w polu grawitacyjnym Ziemi, spadając swobodnie w tym polu — a więc we wnętrzu rakiety zostanie skompensowane pole grawitacyjne, będą w niej panować stosunki takie, jak w einsteinowskiej spadającej swobodnie windzie.

Rozwijając dalej tę myśl o równoważeniu działania pola grawitacyjnego przez odpowiednio przyspieszony ruch układu Einstein przeszedł do uogólnienia teorii względności nie tylko na ruchy jednostajne i prostoliniowe, lecz na ruchy dowolnie przyspieszone. Według tego ujęcia Einsteina przebieg zjawisk fizycznych w dowolnie poruszających się układach odniesienia wyraża się zawsze takimi samymi prawami fizycznymi, jeśli prawom tym nadać właściwą postać, uwzględniającą już wpływ odpowiednio dobranego do układu odniesienia pola grawitacyjnego.

Gdy mówimy tu o polu grawitacyjnym, to mamy na myśli nie tylko pole takie, jak ziemskie, ale na przykład i pole sił odśrodkowych oraz sił Coriolisa, występujących w wirówce, czy też inne jeszcze bardziej skomplikowane pola pojawiające się przy dowolnych ruchach układów odniesienia. Te pola mają z polem grawitacyjnym materii tę wspólną cechę, iż występujące w nich siły są ściśle proporcjonalne do masy. Istnieje jednak i zasadnicza różnica — pola te znikają przy przejściu do odpowiednio dobranego układu odniesienia, gdy tymczasem — jak o tym będzie jeszcze mowa niżej — pole grawitacyjne materii skompensować można przez przejście do odpowiedniego układu odniesienia tylko lokalnie.

Gdy od pewnego układu, w którym mamy dane cztery współrzędne Minkowskiego, przejdziemy do dowolnego innego dowolnie poruszającego się układu, w którym ortogonalne współrzędne przestrzenne są

x_1, x_2, x_3 , współrzędna czasowa zaś x_4 (u Minkowskiego $x_1 = x, x_2 = y, x_3 = z, x_4 = ict$), to interwał dwóch punktów wyrazi się wzorem:

$$d\sigma^2 = g_{11}dx_1^2 + 2g_{14}dx_1dx_4 + g_{22}dx_2^2 + 2g_{24}dx_2dx_4 + g_{33}dx_3^2 + 2g_{34}dx_3dx_4 + g_{44}dx_4^2,$$

gdzie g_{11}, \dots, g_{44} są to współczynniki zależne ogólnie biorąc od x_1, x_2, x_3 i x_4 ; w przestrzeni zaś Minkowskiego byłyoby:

$$ds^2 = dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2 + dx_4^2.$$

Jeżeli

$$g_{14} = g_{24} = g_{34} = 0$$

oraz

$$g_{11} = g_{22} = g_{33} = g_{44} = 1,$$

to mamy, jak widzimy przestrzeń Minkowskiego bez pola grawitacyjnego, jeśli natomiast wartości współczynników g_{ik} są inne, pojawia się ogólne pole grawitacyjne. Oznacza to, że współczynniki g_{ik} interpretować należy jako wielkości charakteryzujące pole grawitacyjne — czyli potencjały grawitacyjne. Tego rodzaju sytuacja oznacza również, że w czterowymiarowej przestrzeni w nowym naszym układzie obowiązuje inna forma metryczna (wyrażenie na $d\sigma^2$) niż w przestrzeni Minkowskiego bez pola grawitacyjnego. Innymi słowy, dochodzimy do wniosku, że pole grawitacyjne wpływa na stosunki metryczne przestrzeni, czyli na jej geometrię.

Ale wiemy, że materia substancjalna wytwarza dokoła siebie pole grawitacyjne; obecność zaś pola grawitacyjnego — jak przekonał się — wpływa na geometrię. A zatem — i to jest właśnie nowa genialna idea Einsteina — obecność materii wpływa na geometrię przestrzeni, decyduje o tej geometrii.

Tam gdzie mamy materię substancjalną, geometria przestrzeni zmienia charakter, czasoprzestrzeń z płaskiej staje się zakrzywiona. Einstein podał równania, pozwalające określić geometrię przestrzeni na podstawie rozkładu gęstości oraz prędkości ruchu materii. To, że przestrzeń jest zakrzywiona, oznacza, że żadna zmiana układu współrzędnych nie może sprowadzić w całej czasoprzestrzeni wyrażenia na kwadrat interwału $d\sigma^2$ do formy Minkowskiego, obowiązującej w przestrzeni bez pola grawitacyjnego. Innymi słowy oznacza to, na co już zwracaliśmy uwagę, że przez ruch przyspieszony nie możemy skompensować pola grawitacyjnego związanego z materią substancjalną w całej przestrzeni; pole to możemy natomiast skompensować lokalnie, jak widzieliśmy na przykładzie windy einsteinowskiej i pocisku raketowego. Ale w układzie związanym na przykład z einsteinowską windą pole grawitacyjne ziemskie na antypodach nie będzie skompensowane, lecz dwa razy silniejsze; podobnie w nieskończoności po stronie antypodów pojawi się pole grawitacyjne. Fakt ten ma bardzo ważne znaczenie i wrócimy jeszcze do niego później.

Gdy przyjmiemy einsteinowski punkt widzenia, nie ma już mowy o siłach ciężenia, lecz tylko o geometrii — ściślej o metryce — czasoprzestrzeni określonej wyrażeniem na ds^2 . Na punkt materialny, poruszający się w takiej przestrzeni, nie działają żadne siły — jest on punktem swobodnym i porusza się zgodnie z najogólniejszą zasadą bezwładności. Zasada ta orzeka, że punkt materialny swobodny porusza się po linii geodezyjnej, przy czym linia geodezyjna pomiędzy dwoma punktami *A* i *B* jest krzywą, wzdłuż której interwał tych punktów osiąga wartość największą. W pustej czasoprzestrzeni w nieobecności materii substancjalnej, a więc i pola grawitacyjnego, liniami geodezyjnymi są proste. Uogólniona zasada bezwładności przechodzi wówczas w zwykłą zasadę bezwładności Newtona.

Duża masa, jak na przykład Słońce, wywołuje silne zakrzywienie czasoprzestrzeni; planety, które można uważać za punkty materialne, poruszają się po liniach geodezyjnych, które są w pierwszym przybliżeniu elipsami, przy czym w jednym z ognisk każdej z tych elips leży Słońce. W ten sposób i z punktu widzenia ogólnej teorii względności dochodzimy do praw Keplera, jednakże interpretujemy je w inny sposób. W dalszym przybliżeniu dla najbliższej Słońcu planety, Merkurego, otrzymujemy z równań Einsteina ruch peryhelium, co do wartości zgodny z danymi obserwacji. Ruch ten, stanowiący odchylenie od teorii newtonowskiej, jest dostrzegalny tylko najbliżej Słońca, a więc tam, gdzie zakrzywienie czasoprzestrzeni jest największe.

Ściśle biorąc, jak to podkreśla fizyk radziecki Fock, teoria ogólna względności jest właściwie — wbrew pierwotnym zamiarom Einsteina — teorią pola grawitacyjnego. Stanowi ona dalszy krok naprzód na drodze wiodącej od Kopernika poprzez Keplera i Newtona, krok bardzo ważny, bo wprowadzający nowy punkt widzenia. Teoria Einsteina i w inny sposób wiąże się z ideami Kopernika — nie tylko przez grawitację, ale i przez swe najogólniejsze sformułowania zasady względności, której pierwszą najprostszą formę — kinematyczną zasadę względności — zawdzięczamy Kopernikowi. Nie należy jednak, jak to podkreśla Fock, kłaść zbyt dużego nacisku na tę właśnie cechę ogólnej teorii względności. Zasada równoważenia prawdziwego pola grawitacyjnego materii wyborem odpowiednio poruszającego się układu odniesienia, na której opierają się rozważania Einsteina, ma — jak to już podkreśliliśmy — znaczenie tylko lokalne; nie stosuje się już ona do całego układu planetarnego. Nie istnieje taki układ odniesienia, w którym zniknęłoby pole grawitacyjne w całym naszym układzie planetarnym. Ponadto dowolność ruchu układu odniesienia jest względna — trzeba pamiętać o tym, że jedna z czterech współrzędnych w dowolnym układzie musi mieć charakter czasowy, pozostałe zaś — przestrzenny, co powoduje

ograniczenie możliwości wyboru układu. Tak więc tylko w ograniczonym sensie nazwa ogólnej teorii względności jest uzasadniona, a jest ona istotnie ogólną teorią pola grawitacyjnego.

Błędne rozumienie znaczenia ogólnej teorii względności doprowadziło przez pewien czas do powstania u niektórych fizyków poglądu, że z punktu widzenia tej teorii właściwie mieli rację i K o p e r n i k, i P t o l e m e u s z, że punkt widzenia P t o l e m e u s z a był równie usprawiedliwiony, jak i punkt widzenia K o p e r n i k a. Fizycy ci byli zdania, że przecież ogólna teoria względności wskazuje, jak opisywać zjawiska posługując się dowolnie wybranym układem odniesienia. Z punktu widzenia P t o l e m e u s z a za układ odniesienia w opisie ruchów planet należało wybrać Ziemię, z punktu widzenia K o p e r n i k a — Słońce. Ujęcie kopernikowskie było niewątpliwie prostsze, ptolemeuszowskie — bardziej skomplikowane, jednakże — zdaniem tych fizyków — nie oznaczało to bynajmniej, że układ K o p e r n i k a jest prawdziwy, tylko że jest on wygodniejszy.

Pogląd ten, zmniejszający znaczenie kopernikowskiej rewolucji w astronomii, jest jednak niewątpliwie błędny, jak to wykazał F o c k. Trzeba zwrócić uwagę na to, że wprawdzie niewielka masa porusza się, w danym polu grawitacyjnym po linii geodezyjnej, ale dla wielkiej masy, wytwarzającej własne dostrzegalne pole grawitacyjne, przestaje to być słuszne. E i n s t e i n pierwszy podkreślił, że w tym przypadku równania pola grawitacyjnego mają rozwiązanie tylko wówczas, gdy wytwarzające to pole masy poruszają się w określony sposób, według określonych równań ruchu. Na krótko przed drugą wojną światową E i n s t e i n i I n f e l d oraz później niezależnie od nich F o c k dowiedli, że te równania ruchu w pierwszym przybliżeniu pokrywają się z newtonowskimi. Można było również, jak to uczynił F o c k, znaleźć na tej drodze wyrażenie na rozkład potencjałów grawitacji w układzie planetarnym oraz wprowadzić poprawki do newtonowskich równań ruchu planet.

Z rachunków F o c k a wynikało, że i w ogólnej teorii względności można wprowadzić w całym układzie planetarnym, nie tylko lokalnie, współrzędne czasowo-przestrzenne w dużej mierze analogiczne do współrzędnych M i n k o w s k i e g o. Układ, w którym można to uczynić, jest układem wyróżnionym; jest to układ k o p e r n i k o w s k i, bądź poruszający się w stosunku do kopernikowskiego ruchem jednostajnym prostoliniowym. Musi być przy tym jednak spełniony bardzo istotny warunek, że mianowicie w pustych obszarach międzygwiazdowych i międzygwiazdowych w wielkich odległościach od naszego układu planetarnego pole grawitacyjne nie istnieje, że czasoprzestrzeń jest tam płaska o pseudo-euklidesowej metryce M i n k o w s k i e g o. Warunek ten ma zupełnie oczywisty i zrozumiały sens fizyczny, zgodny z obserwacjami astronomicznymi i newtonowską mechaniką nieba. Gdybyśmy przyjęli ptolemeu-

szowski układ odniesienia, łatwo dowieść, że na odległościach rzędu tysięcy czy dziesiątków tysięcy lat świetlnych musiałyby istnieć wbrew temu warunkowi niesłychanie wielkie pola grawitacyjne, prowadzące do dużych odchyłeń od metryki pseudoeuklidesowej. Wystarczy przypomnieć, że w układzie tym najdalsze nawet gwiazdy wykonują obrót dokoła Ziemi w ciągu doby, co oznacza, że natężenie przyspieszenia dośrodkowego — proporcjonalnego do odległości od osi obrotu (w tym przypadku osi ziemskiej) — osiąga dla gwiazd tych niesłychanie wielkie wartości, pole zaś przyspieszenia dośrodkowego jest właśnie typu pola grawitacyjnego.

Tak więc ze względów fizycznych musimy odrzucić układ ptolemeuszowski i stwierdzić, że z tych względów układ kopernikański jest istotnie układem wyróżnionym. Próba częściowej choćby rehabilitacji Ptolemeusza nie daje się zatem utrzymać i poglądy Kopernika okazują się prawdziwe i z punktu widzenia ogólnej teorii względności. Raz jeszcze widzimy, na jak mocnych podstawach oparte są te poglądy i jak głęboko, aż do podstaw fizyki, sięgają ich konsekwencje.

Wpływ poglądów Kopernika sięgnął — i to bardzo silnie — również do najnowszego działu fizyki, fizyki atomowej. Od czasu gdy badając rozproszenie wiązki cząstek alfa przez atomy Rutherford wykrył istnienie jądra atomu otoczonego przez elektrony, datuje się powstanie planetarnego modelu atomu, stanowiącego jeszcze dotychczas bazę dla rozwoju naszych poglądów na budowę atomów. Planetarny model atomu, wysunięty przez Rutherforda opierał się na analogii pomiędzy newtonowskim prawem ciężenia powszechnego a prawem przyciągania się wzajemnego różnoimiennych nabożów elektrycznych: w obu przypadkach siły maleją odwrotnie proporcjonalnie do kwadratu odległości punktów materialnych. Można więc było przenieść na elektrony w atomie, krążące dokoła jądra atomu — odpowiednika Słońca — *mutatis mutandis* prawa ruchu planet dokoła Słońca.

Jak wiadomo, model Rutherforda dał się utrzymać tylko w formie zmodyfikowanej przez Bohra, który wprowadził obce mechanice newtonowskiej i sprzeczne z nią dodatkowe założenia kwantowe. Ten model kwantowy atomu Rutherforda-Bohra odnosił początkowo wielkie sukcesy; pozwolił on zrozumieć i uporządkować bardzo wiele faktów doświadczalnych stając się w ten sposób podwaliną fizyki atomów. Ale jego zasadnicze wewnętrzne sprzeczności nie dały się długo ukrywać; poczynając od lat dwudziestych zaczął on ponadto coraz wyraźniej zawodzić w tłumaczeniu budowy bardziej skomplikowanych atomów. W latach 1925—26 nastąpił radykalny zwrot w naszych poglądach na budowę atomów; powstała mechanika falowa (kwantowa) i dzisiaj rozpatrujemy budowę atomów na jej podstawie.

Mechanika kwantowa stanowi dalszy etap rozwoju mechaniki; mechanika newtonowska stanowi jej przybliżenie, zachowujące całkowicie swą stosowalność do ciał makroskopowych, lecz zawodzące w stosunku do elementarnych cząstek materii — protonów, elektronów czy fotonów. Ujęcie budowy atomu z punktu widzenia mechaniki falowej prowadzi do konieczności zastosowania zupełnie innych niż w mechanice Newtona metod matematycznych, przynajmniej w najprostszych przypadkach, tam gdzie możemy zagadnienia rozpatrywane rozwiązać ściśle. Ale najczęściej spotykamy w praktyce przypadki, gdy rozwiązanie ściśle nie jest możliwe do przeprowadzenia i z konieczności musimy stosować metody przybliżone. Konieczność ta zachodzi zwłaszcza dla atomów mających więcej niż jeden elektron. I tu właśnie napotykamy znów — pośrednio wprowadzie — na wpływ kopernikowskiej teorii budowy układu planetarnego.

Mechanika ruchów planet została bardzo obszernie opracowana przez astronomów XVIII i XIX wieku na podstawie mechaniki Newtona. O ile w pierwszym przybliżeniu o ruchach planet decyduje siła przyciągania Słońca, o tyle, chcąc dokładnie obliczyć te ruchy, musimy uwzględnić wzajemne działania planet na siebie. W najprostszym przypadku napotykamy słynne zagadnienie trzech ciał, w którym chodzi o wyliczenie torów trzech wzajemnie przyciągających się według prawa ciężenia powszechnego punktów materialnych (np. Słońca, Ziemi i Księżyca). Już w tym najprostszym przypadku zagadnienie nie daje się rozwiązać ściśle i stosować musimy metody przybliżone. Jeszcze bardziej jest to konieczne dla całego układu planetarnego.

Na ogół wzajemne działania planet na siebie są słabe wobec działania Słońca na planety; te wzajemne oddziaływania planet na siebie powodują więc tylko stosunkowo niewielkie zakłócenia — perturbacje — ruchu planet. Pod koniec XIX wieku wypracowane zostały, zwłaszcza przez astronomów i matematyków francuskich, metody rachunku zaburzeń, oparte na hamiltonowskim ujęciu równań mechaniki. Metody te w okresie dominacji modelu Rutherforda-Bohra przeniesione zostały na ruchy elektronów w atomach wieloelektronowych i na inne zagadnienia, w których chodziło o stosunkowo nieznaczne zakłócenia.

Choć mechanika kwantowa prowadzi na pierwszy rzut oka do zupełnie odmiennego ujęcia budowy atomu, jednak można ująć ją w formę, w której wyraźnie występują na jaw duże i istotne analogie pomiędzy mechaniką kwantową a klasyczną, analogie zresztą zrozumiałe, gdy zauważymy, że przecież mechanika klasyczna jest przybliżeniem kwantowej. Analogie te występują szczególnie wyraźnie, gdy mechanikę klasyczną ujmijemy w formie hamiltonowskiej, a kwantową w tak zwanej formie macierzowej. Właśnie ze względu na te analogie można było przenieść z dużym powo-

dzeniem metody rachunku perturbacji do mechaniki kwantowej i zastosować je tam oraz rozwinąć z wielkim powodzeniem.

Metody perturbacyjne grają podstawową rolę w dzisiejszym ujęciu mechaniki kwantowej i większość zagadnień dotyczących budowy atomów wieloelektronowych rozwiązujemy tymi metodami. Ale zakres metod perturbacyjnych jest jeszcze szerszy. W traktowaniu zagadnień elektrodynamiki kwantowej, znajdującej się dzisiaj w fazie przełomowego rozwoju, również nawiązujemy do metod hamiltonowskich i stosujemy w najszerszym zakresie metody perturbacyjne, wywodzące się z rozważań nad układem planetarnym. I tu więc, na czoło dzisiejszych zagadnień fizyki teoretycznej, sięga zapładniający jeszcze po dziś dzień wpływ teorii Kopernika.

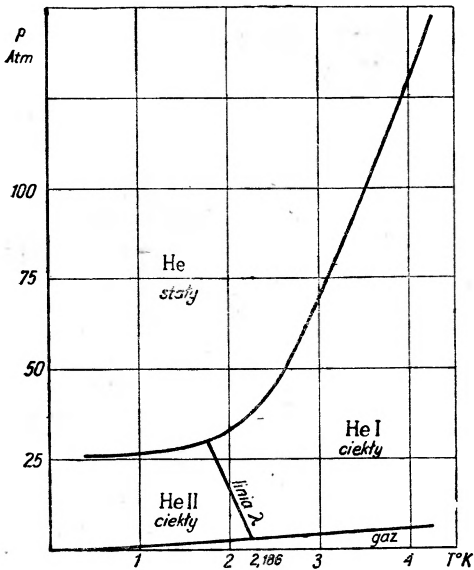
Tadeusz Skaliński

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Warszawskiego

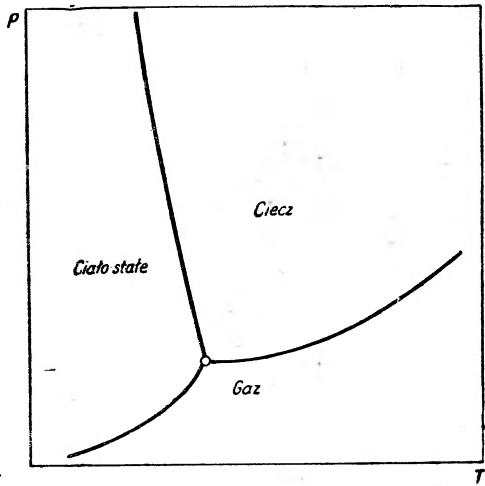
Właściwości helu w najniższych temperaturach

Wstęp

Po zbadaniu wykresu stanu helu (głównie na podstawie prac prowadzonych w Lejdzie od roku 1908 aż do lat ostatnich przez Kamerlingh-Onnesa, Keesoma i ich współpracowników*,** stało się



Rys. 1



Rys. 2

jasne, że zachowanie się tej substancji w najniższych temperaturach musi być inne niż wszystkich dotychczas znanych. Jeśli porównamy ten wykres (rys. 1) z odpowiednim wykresem jakiegokolwiek innej substancji (rys. 2),

* Wśród nich wymienić należy M. Wolfkego (1883—1947), profesora fizyki na Politechnice Warszawskiej.

** Szczegółowa bibliografia prac dotyczących wykresu stanu helu podana jest w książce Keesoma „Helium“ po tekście rozdziału IV (Keesom „Helium“, Amsterdam 1942).

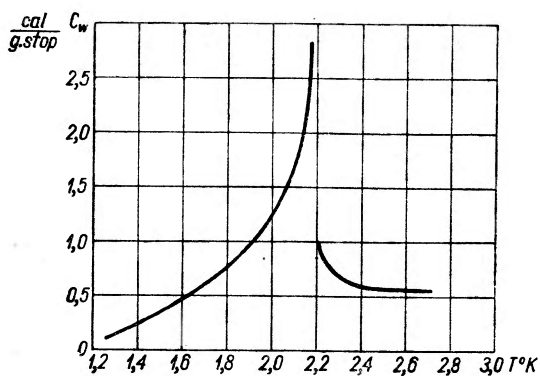
to pierwszą rzucającą się w oczy różnicą jest to, że hel możemy otrzymać w fazie ciekłej w temperaturach zbliżonych do zera bezwzględnego, gdy tymczasem dla każdej innej substancji obserwujemy istnienie punktu potrójnego równowagi między fazą stałą, ciekłą i gazową, wskutek czego w pobliżu temperatury 0° K możliwe jest występowanie substancji tylko w stanie stałym.

Następną charakterystyczną właściwością helu jest to, że w fazie ciekłej występuje on w dwóch odmianach. Zależnie od ciśnienia w obszarze temperatur $1,75^{\circ}$ (przy ciśnieniu 30 Atm) do $2,19^{\circ}$ (przy ciśnieniu własnej pary nasyconej) następuje przemiana jednej odmiany HeI w drugą — HeII*.

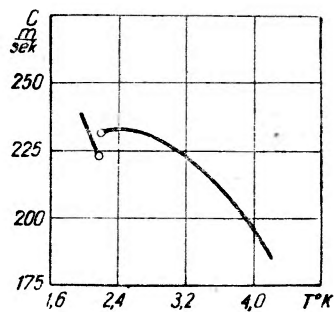
Właściwości fizyczne HeI nie wyróżniają go specjalnie spośród innych cieczy. Dla przykładu przytoczymy w tabelicy wartości gęstości (ρ), ciepła właściwego (c_w), współczynnika załamania światła (n_D), współczynnika lepkości (η) i przewodnictwa cieplnego (λ).

Tablica
Wartości niektórych stałych fizycznych HeI

$\rho = 0,1305 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$	($3,91^{\circ}$)	$c_w = 0,963 \text{ cal} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{stop}^{-1}$	($4,0^{\circ}$)
$\rho = 0,1462$	($2,19^{\circ}$)	$n_D = 1,206 \pm 0,0012$	($4,22^{\circ}$)
	$\eta = 11 \pm 0,5 \mu P$	($2,3 - 4,0^{\circ}$)	
	$\lambda = 6 \cdot 10^{-5} \text{ cal} \cdot \text{stop}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1} \text{ sek}^{-1}$	($3,3^{\circ}$)	



Rys. 3

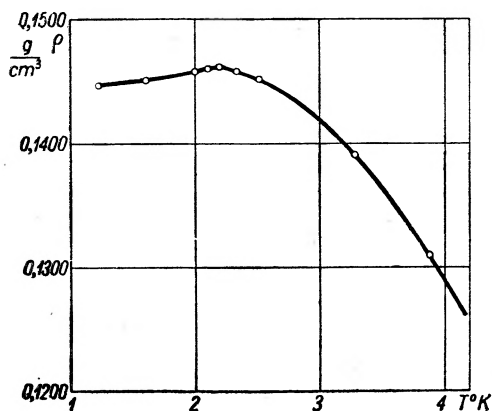


Rys. 4

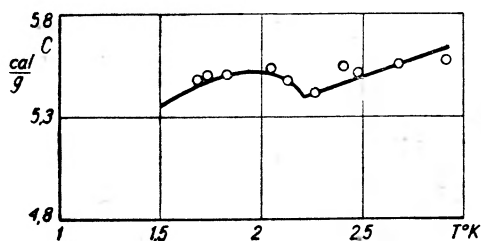
Przejście HeI do odmiany HeII zaznacza się charakterystycznymi zmianami wielkości niektórych stałych fizycznych. Jedne z nich wykazują przy przejściu wyraźną nieciągłość, inne zmieniają swój przebieg w funkcji temperatury, są jednak i takie, które nie podlegają przy przejściu żadnym zmianom.

* W dalszym ciągu artykułu temperatury wyrażane będą wyłącznie w skali bezwzględnej bez każdorazowego zaznaczania tego. Również oznaczenia HeI i HeII odnosić się będą do odpowiednich odmian helu ciekłego.

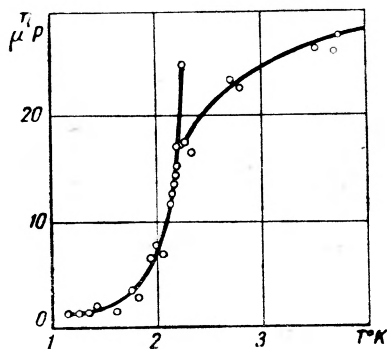
Przebieg wartości ciepła właściwego w funkcji temperatury (rys. 3) wykazuje przy przejściu przez punkt przemiany wyraźną nieciągłość [1,2]. Wyraźną zmianę charakteru przebiegu w funkcji temperatury wykazują: napięcie powierzchniowe [3], prędkość głosu (rys. 4) [4], gęstość cieczi (rys. 5) [5], stała dielektryczna [6], ciepło parowania (rys. 6) [7] i lepkość



Rys. 5



Rys. 6



Rys. 7

(rys. 7) [8]. Do wielkości nie zmieniających się przy przejściu do odmiany HeII należą: polaryzowalność elektryczna [9], zdolność rozpraszania światła [10] i promieni X [10].

Ważną i zasługującą na specjalne podkreślenie jest okoliczność, że przemiana HeI — HeII zachodzi bez wydzielienia ciepła przemiany.

Taką przemianę nazwano przemianą fazową drugiego rodzaju lub przemianą λ (od charakterystycznego kształtu krzywej z rys. 3). Pisząc o punkcie λ będziemy w dalszym ciągu mieli na myśli tę charakterystyczną temperaturę przemiany.

Właściwości HeII — Nadprzewodnictwo ciepła — Nadciekłość

Widzieliśmy, że właściwości HeI są podobne do właściwości innych cieczy. Sprawa przedstawia się jednak zupełnie inaczej, jeśli idzie o właściwości HeII. Wykazuje on zupełnie swoiste i nie spotykane u innych cieczy cechy, których wytłumaczenie nasuwało przez długi czas poważne trudności. Jeszcze w chwili obecnej nie mamy zadowalającej teorii całego zespołu tych zjawisk. Pierwszym zjawiskiem sygnalizującym niezwykle zachowanie się HeII było nadprzewodnictwo ciepła odkryte w 1936 roku przez Keesom'a [11]. Jest ono w obszarze temperatur $1,4^{\circ}$ — $2,0^{\circ}$ rzędu kilkuset $\text{cal} \cdot \text{stop}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{sek}^{-1}$, osiągając maksimum równe $810 \text{ cal} \cdot \text{stop}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{sek}^{-1}$ ok. $1,9^{\circ}$. Wspomnimy, że wielkość ta jest rzędu 10^3 razy większa niż przewodnictwo cieplne czystej miedzi w temperaturze pokojowej. Okazało się przy tym, że zjawisko to różni się od przewodnictwa cieplnego w zwykłym znaczeniu tego słowa, ponieważ strumień ciepły płynący przez HeII nie jest proporcjonalny do gradientu temperatury [12]. Zamiast spotykanej w przypadku zwykłego przewodnictwa zależności:

$$\Lambda = \frac{\varphi}{dT/dx} \quad (1)$$

(Λ przewodnictwo cieplne, φ strumień ciepła, dT/dx gradient temperatury) występują dla różnych obszarów temperatury różne zależności. Na przykład w obszarze 1° — $1,6^{\circ}$ otrzymano [13] następującą zależność wartości strumienia cieplnego φ od temperatury:

$$\varphi = 0,623 T^5 \left(\frac{dT}{dx} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (2)$$

Stwierdzono również [14] wpływ ciśnienia na przewodnictwo cieplne, zaznaczający się szczególnie wyraźnie między punktem λ i $1,63^{\circ}$ (ze wzrostem ciśnienia przy pozostałych warunkach niezmiennych przewodnictwo cieplne maleje).

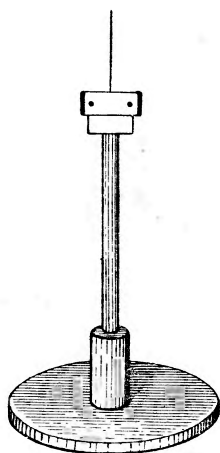
Niebawem, bo już w r. 1938, K a p i c a odkrywa następną niezwykle właściwość HeII — znikomo małą lepkość [15]. Okazuje się równocześnie, że wartości współczynnika lepkości, które otrzymuje się różnymi metodami doświadczalnymi, prowadzą do wyników różniących się pomiędzy sobą o wiele rzędów wielkości.

Dla wyznaczenia wartości współczynnika lepkości HeII używano, jak wiadomo, dwóch różnych metod. Pierwsza z nich oparta jest na badaniu tłumienia drgań małego wahadła torsyjnego (rys. 8), utworzonego przez tarczkę zawieszoną na sprężystej nici [16]. Wyniki pomiarów otrzymanych tą metodą podane były na rys. 7. Widać z krzywej, że w temperaturach

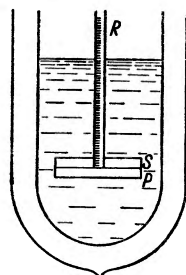
niższych od λ współczynnik lepkości η jest rzędu kilku μP oraz że zarówno dla HeI, jak i dla HeII wartości $\frac{d\eta}{dT} > 0$ w przeciwieństwie do zwykłych cieczy, dla których jest ona ujemna.

Drugą metodą używaną celem wyznaczenia współczynnika lepkości jest badanie przenikania helu przez bardzo wąskie szczeliny bądź badanie

jego przepływu przez rurki włoskowate. Schematyczne doświadczenie Kapicy wyglądało następująco (rys. 9). Do płytki szklanej P o średnicy 30 mm doszlifowany był pierścień S z wtopioną weń rurką R o średnicy 15 mm, zaopatrzoną w podziałkę objętościową. Bez dodatkowych wkładek między płytką i pierścieniem szerokość szczeliny pomiędzy nimi była około $0,5 \mu$ (mierzone ją optycznie metodami interferencyjnymi). Cały układ zanurzano do naczynia Dewara z ciekłym helum. Gdy temperatura helu była wyższa niż λ , hel przeciekał przez szczelinę bardzo powoli i dopiero po kilku minutach można go



Rys. 8



Rys. 9

było zauważyć w rurce. Natomiast dla $T < \lambda$ hel wznosił się tak szybko, że w ciągu kilku sekund rurka była nim wypełniona. Stąd według pierwszych oszacowań Kapicy

$$\eta_{\text{HeII}} < \frac{1}{1500} \eta_{\text{HeI}} .$$

Badania przepływu cieczy przez rurki włoskowate o kilku różnych przekrojach i dla kilku różnych ciśnień [17] wykazały, że przepływ ten zupełnie nie stosuje się do prawa Poiseuilla. Stwierdzono mianowicie, że prędkość przepływu prawie zupełnie nie zależała od różnicy ciśnień na końcach rurki włoskowatej i bardzo mało zmieniała się przy około tysiącrotnym powiększeniu jej przekroju poprzecznego. Dla tego też Allen i Misener dochodzą do wniosku, że przepływ ten nie może mieć charakteru ani laminarnego, ani burzliwego w zwykłym znaczeniu tych określeń, lecz że występuje tu niewątpliwie jakieś inne, nowe zjawisko.

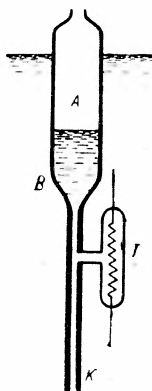
Otrzymane tą drugą metodą wartości η (ok. $10^{-5} \mu P$) całkowicie odbiegają od wartości η otrzymanych pierwszą metodą (ok. 10^5 razy większych). Ta znikomo mała lepkość HeII, przejawiająca się przy jego ruchu

w rurkach włoskowatych, usprawiedliwia określenie opisywanego zespołu zjawisk mianem nadciekłości.

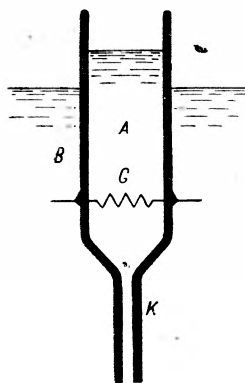
Analizując zjawiska nadprzewodnictwa cieplnego i nadciekłości K a p i c a pierwszy wskazał, że między tymi dwoma zjawiskami musi istnieć bardzo ściśle powiązanie oraz, że zjawiskiem pierwotnym jest nadciekłość, a nadprzewodnictwo cieplne — wtórnym.

Zjawiska mechanokaloryczne i termomechaniczne

Następną osobiwością, która została odkryta dla HeII, było zjawisko mechanokaloryczne [18]. Polega ono na tym, że gdy HeII wypływa z naczynia *A* (rys. 10) przez rurkę włoskowatą *K* do zbiornika *B*, wówczas temperatura helu w *A* (wykazywana przez termometr oporowy *T*) podwyższa się. Zaobserwowany wzrost temperatury wyniósł do $0,1^{\circ}$. Przeciwny efekt ochładzania zauważono, gdy do opróżnionego naczynia *A*



Rys. 10



Rys. 11

HeII wpływał przez rurkę włoskowatą ze zbiornika *B*. W obu przypadkach powstająca różnica temperatur powoduje zahamowanie przepływu i ustalenie się pewnego stanu równowagi.

Zjawisko mechanokaloryczne może zatem być wykorzystane w celu obniżenia temperatury HeII.

Odwróceniem opisanego wyżej zjawiska jest zjawisko termomechaniczne [19]. Gdy naczynko *A* kształtu wskazanego na rys. 11, zakończone u dołu rurką włoskowatą *K* i zaopatrzone w grzejnik *G*, zanurzymy do zbiornika z HeII, wówczas po włączeniu grzejnika poziom helu w tym naczyniu podniesie się względem *B*. Wytworzona różnica poziomów wzrasta ze wzrostem mocy grzejnika *G*, a przy stałej mocy z obniżeniem temperatury. Zaobserwowane różnice poziomów wyniosły kilkadziesiąt cm [20].

W ten sposób w wyniku dostarczania ciepła do HeII wytworzona zostaje dodatkowa różnica ciśnień dp równa według L o n d o n a :

$$dp = \rho S dT \quad (3)$$

(gdzie ρ — gęstość helu, S jego entropia właściwa, dT różnica temperatur pomiędzy helem w A i B).

Próby interpretacji — Model dwóch składowych HeII

Spośród kilku różnych prób czysto fenomenologicznej interpretacji zjawisk zaobserwowanych w HeII uderzającą zgodność z doświadczeniem okazała hipoteza zakładająca istnienie dwóch składowych HeII. Część HeII (składowa normalna) zachowuje się jak każda zwykła ciecz. W niej zawarta jest cała energia cieplna cieczy i ona jedynie wykazuje lepkość. Część pozostała (składowa nadciekła) znajduje się jak gdyby w temperaturze 0° . Lepkość jej jest tak znikomo mała, że możliwy jest przepływ składowej nadciekłej poprzez składową zwykłą bez śladu jakichkolwiek oporów.

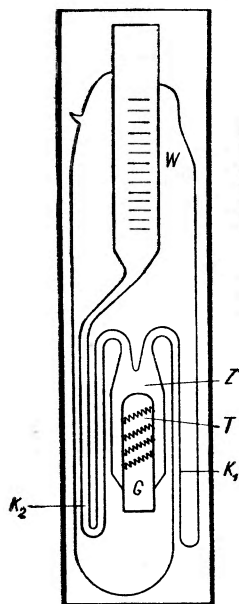
Przy takich założeniach nietrudno wyjaśnić omówione powyżej osobliwości w zachowaniu się HeII.

Różnice w otrzymanych różnymi metodami wartościach współczynnika lepkości uzasadnione są tym, że pomiar metodą tłumienia wahań krążka prowadzi do wyznaczenia lepkości składowej normalnej HeII, gdy tymczasem w przepływie przez rurki włoskowate zasadniczą rolę gra składowa nadciekła. Efekt mechanokaloryczny pochodzi stąd, że przez rurkę włoskowatą K przyrządu przedstawionego na rys. 9 wypływa przede wszystkim składowa nadciekła, a składowa normalna, w której zawarta jest cała energia cieplna cieczy, pozostaje w naczyniu A . Jest oczywiste, że gdy ta sama ilość energii cieplnej przypada na mniejszą niż poprzednio masę cieczy, temperatura jej powinna wzrosnąć, co istotnie stwierdzamy w doświadczeniu. Zjawisko termomechaniczne wreszcie znajduje podobne wytłumaczenie, jak zjawisko osmozy. Rolę błony półprzepuszczalnej odgrywa rurka włoskowata, przepuszczająca głównie składową nadciekłą, a powstająca nadwyżka ciśnienia ma charakter analogiczny do ciśnienia osmotycznego.

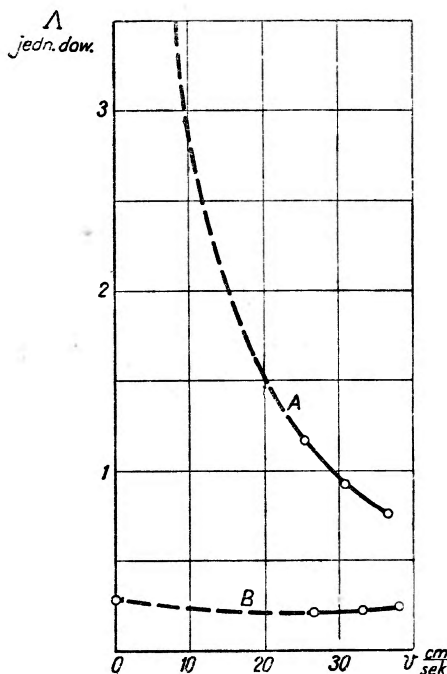
Jednakże taki obraz można było traktować wyłącznie jako przyjętą przejściowo hipotezę roboczą, stanowiącą grunt dla rozwoju nowej teorii opartej na analizie zjawisk elementarnych. Nadmienimy tu tylko, że opracowano szczegółowo hydrodynamikę dla obu składowych HeII. Dla każdej z nich napisano równania ruchu (składową normalną traktuje się jak ciecz lepka, składową nadciekłą — jak ciecz doskonałą) oraz ustalono warunki graniczne dla każdej ze składowych [21].

Związek pomiędzy nadciekłością i przenoszeniem ciepła w HeII

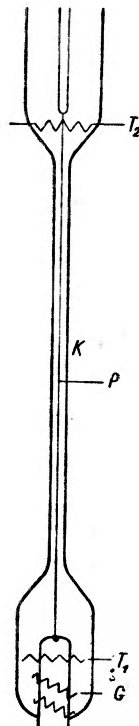
Liczne zjawiska potwierdziły następnie hipotezę podaną wyżej. Wśród nich wymienić należy przede wszystkim zjawiska związane z przenoszeniem ciepła w HeII. Zjawiska te również szczególnie wyraźnie podkreślają związek pomiędzy mechanizmem przenoszenia ciepła w HeII i nadciekłością. Ujawnia się w nich wyraźnie, że mechanizm przenoszenia ciepła w HeII jest związany z istnieniem w nim składowej nadciekłej.



Rys. 12



Rys. 13



Rys. 14

Znaczna część doświadczeń, które pozwoliły na wykazanie tego, została wykonana przez Kapicę [22].

W pierwszym z doświadczeń przyrząd (rys. 12) składał się z niewielkiego zbiorniczka Z , wewnątrz którego zawarty był grzejnik G i termometr oporowy T . Od zbiorniczka prowadzą dwie identyczne rurki włoskowate K_1 i K_2 . Rurka K_1 łączy zbiorniczek z kąpielą HeII, w którym cały przyrząd może być zanurzany, a K_2 z walcem W , zaopatrzonym w podziałkę objętościową. Całość otoczona była osłoną próżniową i zwierciadłem miedzianym odbijającym promieniowanie.

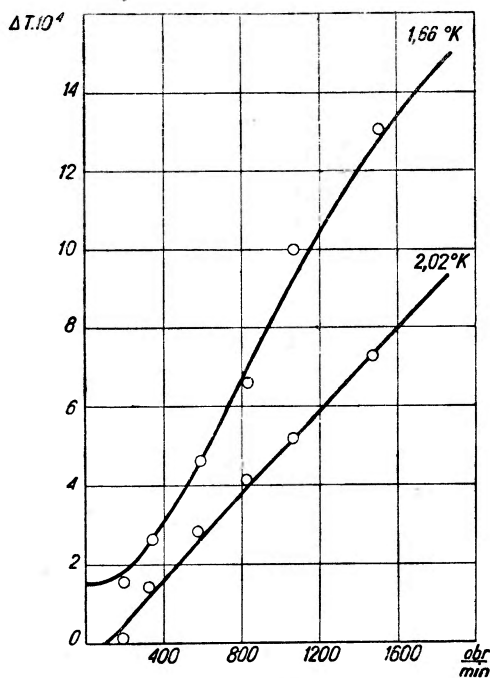
Wykonywano pomiary dwóch rodzajów. Albo napełniano helem cały przyrząd i mierzono czas wypływu helu z W , albo też zanurzano przyrząd

do kąpieli helowej i mierzono (również przy pomocy podziałki objętościowej na W) prędkość, z jaką wpływał hel przez rurki włoskowate. Równocześnie mierzono moc doprowadzoną do grzejnika i różnicę temperatur na końcach rurek włoskowatych. Wyniki pomiarów (rys. 13) wykazują ogromny wpływ ruchu helu na przewodnictwo cieplne. Przy małych mocach doprowadzonych do grzejnika maleje ono bardzo silnie ze wzrostem prędkości przepływu helu (krzywa A). Przy mocach większych wpływ ten szybko zanika, przewodnictwo jest przy tym znacznie mniejsze niż przy mocach małych.

Inne doświadczenie tego rodzaju (rys. 14) polegało na tym, że wewnątrz rurki włoskowatej K , 4 cm długiej, o średnicy 0,62 mm, umieszczano współosiowo z rurką pałeczkę szklaną P o średnicy 0,5 mm. Pałeczkę można było wprawiać w ruch obrotowy z prędkością do 1900 obr/min. Dolny koniec rurki włoskowatej był dolutowany do niewielkiego zbiorniczka, zawierającego grzejnik elektryczny G i termometr oporowy T_1 . W rozszerzeniu nad rurką włoskowatą znajdował się drugi

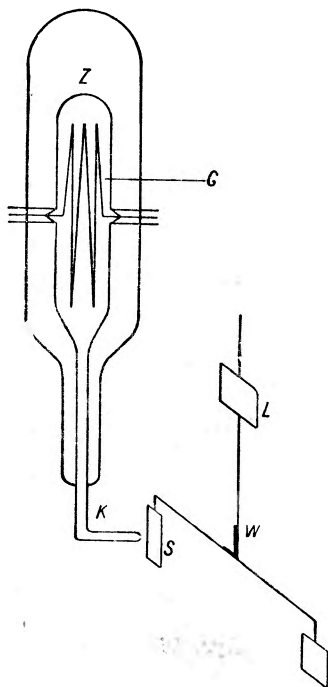
termometr T_2 . Różnicę temperatur w funkcji prędkości obrotów pałeczki przedstawia rys. 15. Gdy grzejnik był wyłączony, żadnej różnicy temperatur nie obserwowano.

Wyniki tych doświadczeń wyraźnie wskazują, że w mechanizmie przenoszenia ciepła w HeII grają rolę jakieś strugi i że naruszenie prawidłowości ich przepływu przez oddziaływania zewnętrzne zmniejsza przepływ ciepła. Również i pierwsze z opisanych doświadczeń prowadzi do tego samego wniosku, ponieważ przez silne nagrzewanie mogą powstać w otoczeniu grzejnika ruchy burzliwe i prawidłowość strug zostaje zakłócona. Z całą pewnością jednak nie zachodzi tu konwekcja w zwykłym znaczeniu tego słowa, bo jak wynika z oszacowań K a p i c y, prędkość prądów konwekcyjnych musiałaby wynosić ok. $1000\text{m} \cdot \text{sek}^{-1}$.



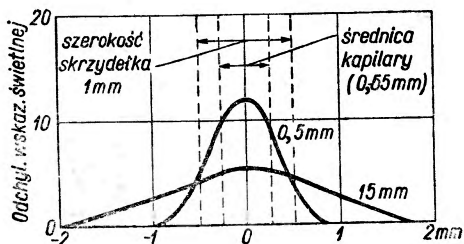
Rys. 15

W celu bliższego zbadania natury strumienia ciepłego K a p i c a zastosował urządzenie przedstawione na rys. 16. Zbiorniczek Z z wtopionym grzejnikiem G i odpływem w postaci rurki włoskowatej K wypełniony był HeII. Naprzeciw wylotu rurki K umieszczone było skrzydełko S ważki skręceń W. Całość zanurzona była w większym zbiorniku wypełnionym również HeII. Obrót ważki można było obserwować przy pomocy zwierciadła L.



Rys. 16

Po włączeniu grzejnika można było stwierdzić, że ważka skręcała się, jak gdyby odpychana przez strumień wypływający z rurki włoskowatej. Strumień zaznaczał się bardzo ostro i nie rozprasał się na boki, tak że nie stwierdzano wielkiej różnicy odchylenia ważki między ustawieniem jej w odległości 0,5 i 15 mm od wylotu rurki K. Przesuwając skrzydełko w poprzek osi rurki włoskowatej badano rozkład ciśnień w poprzek strumienia (rys. 17). Spadek temperatury, niemierzalny dla małych mocy, doprowadzonych do grzejnika G bardzo szybko wzrastał ze wzrostem mocy grzejnika.



Rys. 17

Doświadczenie to wskazuje, że przy wytwarzaniu ciepła wewnątrz bańki wypływa z niej nieprzerwanie strumień. Oczywiście naprzeciw niego płynąć musi strumień przeciwnie skierowany, zapewne znajdujący się w innym stanie energetycznym. Można wykazać (wykonano na ten temat wiele doświadczeń o zupełnie jednoznacznych wynikach), że ten wypływający strumień na pewno nie płynie po ściankach rurki włoskowatej, lecz całym jej przekrojem. Równocześnie na pewno nie ma w tym ruchu udziału całej masy helu.

Zostało dalej wykazane, że ten przeciwny strumień nie wywiera ciśnienia. Do tego celu K a p i c a użył małego naczynka D e w a r a, którego wylot zakończony był rurką włoskowatą, a wewnątrz niego wmonto-

wany był grzejnik G (rys. 18). Cały ten przyrządek zawieszony był na wadze skręceń, której drugie ramię obciążone było przeciwwagą P . Na przeciw wylotu rurki włoskowatej W można było umieszczać w odległości 1 mm od niego krążek K , połączony z układem ważki skręceń. W nieobecności krążka po włączeniu grzejnika ważka odchyła się w kierunku przeciwnym do kierunku wypływu strumienia. Aby upewnić się, że odchylenie jest wywołane przez reakcję strumienia, a nie na przykład przez działanie napływającego przeciwstrumienia, zasłaniano wylot rurki włoskowatej krążkiem K . Reakcja strumienia i parcie wywarłe przez strumień na krążek znoszą się, a z tego, że ważka pozostaje nieruchoma, wnosimy, że strumień wpływający nie wywiera na naczynie ciśnienia.

Stosując zatem hipotezę dwóch składowych HeII powiemy, że z rurki włoskowatej wypływa strumień składowej normalnej — niesie on ciepło i wywiera ciśnienie na skrzydełko ważki skręceń. Do zbiorniczka natomiast wpływa strumień składowej nadciekłej, nie wywierający ciśnienia i nie przejawiający lepkości.

Oznaczmy gęstości obu składowych przez ρ_n i ρ_s , a ich prędkości przez \vec{v}_n i \vec{v}_s (wskaźnik n odnosi się do składowej normalnej, wskaźnik s — do nadciekłej). Oczywiście:

$$\rho_n + \rho_s = \rho \quad (4)$$

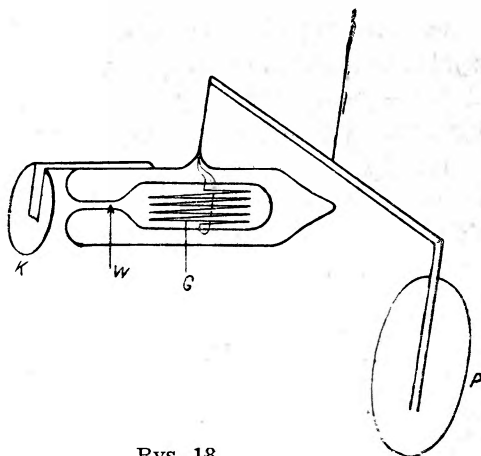
(gdzie ρ oznacza gęstość HeII) oraz:

$$\rho_n \vec{v}_n = -\rho_s \vec{v}_s. \quad (5)$$

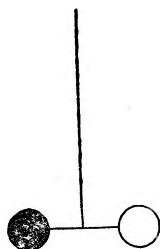
W zetknięciu z grzejnikiem składowa nadciekła helu przemienia się w normalną i wypływa poprzez nadpływającą składową nadciekłą.

Możliwość ruchu składowej normalnej poprzez składową nadciekłą stanowi o możliwości ogromnego przenoszenia ciepła HeII.

W swobodnym helu podobny efekt został zaobserwowany przez Striełkova przy użyciu radiometru [23]. Radiometr kształtu wskazanego na rys. 19 zanurzano do HeII i naświetlano silną wiązką światła:



Rys. 18



Rys. 19

W tym przypadku obserwowano bardzo silne odpychanie skrzydełka radiometru przez wiązkę, gdy tymczasem w HeI obserwowano bardzo słabe przyciąganie. Wielkość wywartego ciśnienia radiometrycznego zależy niemal ściśle liniowo od temperatury helu i maleje do zera dla $T = \lambda$. I w tych warunkach powstają zatem strumienie cieplne, ale nie zwykłej, konwekcyjnej natury.

Teoria Landaua i HeII

Nasuwa się obecnie pytanie, jaki obraz teoretyczny może uzasadnić czysto modelową koncepcję dwóch składowych w ciekłym helu, koncepcję, która — jak widzieliśmy z przytoczonych przykładów — pozwala na bardzo dobre wytłumaczenie wyników doświadczeń.

Należy przede wszystkim zauważyć, że fakt pozostawania helu w stanie ciekłym nawet w najniższych temperaturach przypisać należy bardzo niewielkiej energii oddziaływania między atomami w cieczy w porównaniu z energią jego oscylacji w zerowym stanie energetycznym w fazie stałej, co sprawia, że przy niezbyt wielkich ciśnieniach jest korzystniejsze z punktu widzenia energetycznego pozostawanie w fazie ciekłej.

Następną okolicznością, którą należy brać pod uwagę przy rozważaniu efektów zachodzących w HeII, jest to, że długość fali de Broglie'a, odpowiadająca atomowi helu w jego ruchu cieplnym w cieczy w temperaturach rzędu $2-3^\circ$, jest rzędu 10^{-5} cm, gdy tymczasem średnie odległości między atomami są ok. 100 razy mniejsze. A więc fala ta obejmuje bardzo znaczną liczbę atomów z otoczenia i to uzasadnia postulat, że nie możemy poszczególnych atomów helu traktować oddzielnie, lecz musimy wziąć pod uwagę ich zespół jako całość.

Przy analizie właściwości cieczy znajdującej się w temperaturze zera bezwzględnej należy zwrócić uwagę na to, że stanowi ona swego rodzaju makroskopowy układ kwantowy. Rozpatrując widma stanów energetycznych tego układu, który nazwano cieczą kwantową (przy czym mówiąc np. o stanach energetycznych mamy na myśli stany kwantowe całej masy cieczy, a nie poszczególnych cząsteczek), możemy oczekiwać wystąpienia dyskretnych poziomów energetycznych. Zagadnienie HeII sprowadzić można zatem w pierwszym przybliżeniu do znalezienia widma energetycznego układu przezeń utworzonego.

Rozwiązanie zagadnienia postawionego nawet w tak uproszczony sposób nasuwa w chwili obecnej nieprzewyciężone trudności. Można jednak ustalić niektóre ogólne właściwości tego widma energetycznego przy stanach bardzo słabego wzbudzenia.

Punktem wyjścia jest twierdzenie udowodnione przez Landaua, że słabe wzbudzenie jakiegokolwiek makroskopowego układu kwantowe-

go możemy rozpatrywać jako zbiór oddzielnych wzbudzeń elementarnych. Podobnie jak w teorii ciepła właściwego kryształów Debye'a, gdzie wzbudzenia elementarne, jakimi są drgania atomów w węzłach sieci krystalicznej, przedstawia się w postaci zbioru rozchodzących się w kryształale niezależnych fal głosowych, tak i w przypadku wzbudzeń w HeII przedstawić je można w podobny sposób (w kryształale rozważamy trzy zespoły fal; fale podłużne i poprzeczne, spolaryzowane w płaszczyznach wzajemnie prostopadłych, w HeII bierzemy pod uwagę tylko fale podłużne). Fale dźwiękowe uważamy za skwantowane, a wzbudzenia traktujemy jak zespół rozchodzących się w cieczy kwantów dźwiękowych — fononów. Fononom przypisujemy pęd $p = \frac{h}{\lambda}$ i energię E , będącą funkcją pędu $E = E(p)$.

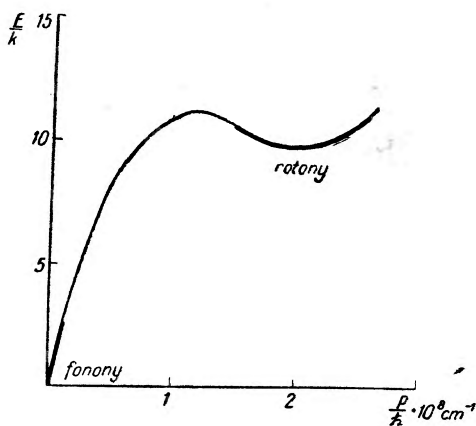
Dla małych wartości p mamy związek:

$$E = p \cdot c \quad (6)$$

(c — prędkość grupowa dźwięku).

W początkowym swym przebiegu zależność między E i p ma przebieg liniowy (rys. 20). Ponieważ amplituda fal głosowych odpowiadających tym wzbudzeniom jest bardzo mała, przeto — jak wiadomo z hydrodynamiki — towarzyszące tej fali ruchy cieczy są potencjalne.

Przy rozpatrywaniu dalszego przebiegu krzywej zależności $E = E(p)$, odpowiadającej większym energiom wzbudzenia, stwierdzamy niewątpliwe jej odchylenie od prostoliniowego przebiegu. Jednak na drodze ściśle teoretycznej mało można o tym przebiegu powiedzieć. Na podstawie znajomości (z danych doświadczalnych) różnych wielkości termodynamicznych dla HeII można zorientować się jednak w ogólnym charakterze przebiegu tej krzywej (rys. 20). Okazuje się z niego, że oprócz omówionego wyżej bardzo słabego wzbudzenia (długofalowego) istnieje inne, o większej



Rys. 20

nico energii wzbudzenia, o długościach fal zgromadzonych w otoczeniu pewnej wartości λ_0 i odpowiednim pędzie $p_0 = \frac{h}{\lambda_0}$. W związku z tym, że w ogólnym przypadku przepływów cieczy lepkich występują

przepływy wirowe, przy rozpatrywaniu przypadków wzbudzenia cieczy do stanów kwantowych o większych energiach musimy kwantom tym przypisać nie tylko energię i pęd, lecz również nie znikający moment pędu. Kwanty te nazwano rotonami. Ich energia wyrażona jest w formie:

$$E = E(p_0) + \frac{(p - p_0)^2}{2\mu} \quad (7)$$

μ — jest masą efektywną rotonu*.

Wartości poszczególnych stałych, wyznaczających widmo energetyczne HeII, są następujące:

$$\frac{E(p_0)}{k} = 9,6^\circ \quad \frac{p_0}{\hbar} = 1,95 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-1} \quad \mu = 0,75 m_{He} \quad (8)$$

W temperaturze zera bezwzględnego, gdy nie ma w ogóle wzbudzeń cieplnych, cała ciecz wykazuje właściwość nadciekłości. Ze wzrostem temperatury pojawiają się stopniowo kwanty wzbudzenia cieplnego (w najniższych temperaturach tylko fonony, w wyższych również i rotony) tworząc wewnątrz cieczy gaz fononowo-rotonowy**. W temperaturze $0,6^\circ$ liczby fononów i rotonów są już jednakowe, a w wyższych rotony dominują i na przykład przy 1° jest ich już 60 razy więcej niż fononów.

W temperaturach jeszcze wyższych (tj. takich, w jakich zazwyczaj bada się HeII) liczba rotonów i fononów jest tak ogromna, że należy ich zespół traktować raczej jako ciecz niż jako gaz. Ta ciecz rotonowo-fononowa stanowi normalną składową helu.

Właściwości widma energetycznego HeII pozwoliły na wyliczenie dla składowej normalnej szeregu wielkości termodynamicznych, jak na przykład energii swobodnej F , entropii S i ciepła właściwego C_w (oddzielnie dla części rotonowej i fononowej).

Wyrażenia dla części fononowej charakteryzują się potęgową zależnością wszystkich tych wielkości od temperatury ($\sim T^4$ dla F i $\sim T^3$ dla S i C_w), dla części rotonowej zaś wykładniczą [24]: $\sim \exp\left(-\frac{E(p_0)}{kT}\right)$

* W pierwotnej wersji swej teorii Landau przyjmował istnienie dwóch niezależnych krzywych, obrazujących $E(p)$, jednej fononowej ($E = cp$) i jednej rotonowej

$$E = \Delta + \frac{p^2}{2\mu}.$$

Okazało się jednak, tego rodzaju układ nie tylko nie daje dobrej zgodności z doświadczeniem, lecz prowadzi do pewnych sprzeczności, jak np. niestałość rotonów, które mogłyby rozpadać się na dwa biegnące w kierunkach przeciwnych fonony

o pędach $p = \frac{\Delta}{2c}$ i energiach $E = \frac{\Delta}{2}$.

** Ze względu na to, że między rotonami i fononami nie ma istotnej różnicy, używa się dla nich czasem wspólniej nazwy ekscytonów.

Nadciekłość helu II jest jedną z konsekwencji charakteru jego widma energetycznego. Gdy jakakolwiek ciecz przepływa przez przewód, wówczas w wyniku oddziaływania między cząsteczkami cieczy i ściankami naczyń oraz między cząsteczkami cieczy w sąsiednich jej warstwach powstają spadki prędkości. Rozpraszanie energii kinetycznej ruchu cieczy ma miejsce wówczas, gdy w wyniku powstania opisanych wyżej spadków prędkości powstają wzbudzenia cieplne.

Gdy więc wyobraźmy sobie przepływający przez rurkę HeII w temperaturze zera bezwzględnej, wówczas przy niewielkich prędkościach przepływu będzie on całkowicie nadciekły, wzbudzenia cieplne nie będą powstawać. Gdy jednak prędkość przepływu przekroczy pewną wartość krytyczną v_k , wówczas w wyniku oddziaływań cząsteczek ze ściankami rury powstaną wzbudzenia cieplne i nadciekłość zniknie.

Na drodze prostego rachunku można otrzymać warunek powstania wspomnianych wzbudzeń cieplnych:

$$v > \left(\frac{dE}{dp} \right)_{p=p_m} \quad (9)$$

przy czym p_m oznacza taką wartość p , dla której

$$\frac{E}{p} = \frac{dE}{dp} \quad (10)$$

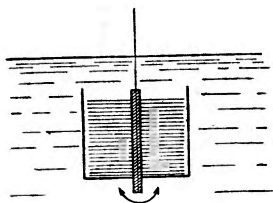
Przy prędkościach przepływu v nie spełniających tego warunku nie mogą w HeII powstać wzbudzenia cieplne i wykazuje on właściwość nadciekłości.

Doświadczenia wykazały, że zmierzone wartości prędkości krytycznej v_k są znacznie mniejsze od przewidzianych przez rozważania teoretyczne ($v_k^{teor} \sim 60 \text{ m} \cdot \text{sek}^{-1}$). Wskazuje to na fakt, że zniknięcie nadciekłości przy przepływie wiąże się zapewne z innymi jeszcze zjawiskami, nie uwzględnionymi w prostej teorii oddziaływania helu ze ściankami rury.

Pomiary zawartości składowej normalnej i nadcieklej w HeII

Wspomnieliśmy poprzednio, że gęstość ρ helu II może być przedstawiona w postaci sumy gęstości składowej normalnej ρ_n i składowej nadcieklej ρ_s . Omówimy obecnie doświadczenia mające na celu wyznaczenie gęstości składowej normalnej HeII (ρ_n). Ideę tych doświadczeń zrozumimy biorąc pod uwagę, że przy ruchu ciała stałego w HeII wszelkie opory, jakie w tym ruchu napotykamy, pochodzą jedynie od składowej normalnej. Gdy na przykład mierzymy lepkość za pomocą wirującego walca, wówczas zostaje wprowadzona w ruch jedynie składowa normalna cieczy.

Andronikaszwili [25, 26] badał tłumienie drgań torsyjnych wahadełka złożonego z krążków osadzonych na wspólnej osi (rys. 21). Odstęp między krążkami były tak dobrane, by tłumienie w wyniku porywania cząsteczek cieczy było jak największe, tj. by porywanie cieczy między płytkami było całkowite. Całe to urządzenie było otoczone cylindryczną osłoną (z dnem), związaną sztywno z wahadełkiem. Układ zawieszony był na nici fosforbrązowej.



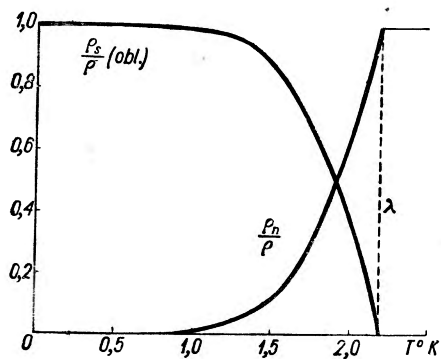
Rys. 21

Bardzo mała gęstość i mała lepkość HeII narzucały bardzo trudne warunki doświadczalne. Krążki wahadła w liczbie 100 wykonane z folii aluminiowej o grubości 0,013 mm, ułożone były w odległościach wzajemnych 0,21 mm.

Gdy temperatura helu, w którym zanurzone było wahadełko, była niższa niż λ , okres jego wahań był wyraźnie zależny od temperatury i w każdym razie znacznie mniejszy niż dla temperatur $T \geq T_\lambda$. Ponieważ składowa normalna wykazuje również normalną lepkość, dzięki odpowiedniej konstrukcji wahadełka następuje całkowite porywanie składowej normalnej cieczy przez cały układ drgający. Skutkiem tego obserwujemy wzrost momentu bezwładności układu, a co za tym idzie i zwiększenie okresu drgań. Gdy z obniżaniem się temperatury zawartość składowej normalnej maleje, zmniejsza się ilość cieczy porywanej przy ruchu wahadełka i zmniejsza się wskutek tego jego moment bezwładności.

Na podstawie równań hydrodynamicznych (równanie Navier-Stokesa) można z okresu drgań i innych danych dotyczących konstrukcji przyrządu obliczyć, jaka jest wartość ϱ_n , a ze znacznie jeszcze większą dokładnością — stosunek $\frac{\varrho_n}{\varrho_\lambda}$

(gdzie ϱ_λ oznacza gęstość He w temperaturze λ). Otrzymane wyniki zestawia rys. 22. Z wykresu widać, jak



Rys. 22

szybko wraz z temperaturą maleje zawartość składowej normalnej w HeII.

Aby się upewnić, że podana wyżej interpretacja jest poprawna i że nie mamy do czynienia na przykład ze zmianą okresu spowodowaną przez zmianę lepkości wraz z temperaturą, zbadano, czy daje się zaobserwować wpływ okresu drgań wahadełka na otrzymane wartości $\frac{\varrho_n}{\varrho_\lambda}$. Można wykazać na drodze rozważań hydrodynamicznych, że gdyby nie cała ciecz

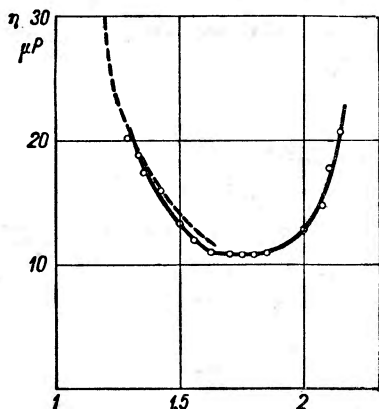
zawarta w przyrządzie Andronikaszwili była wprowadzona w ruch drgający wraz z wahadłem, to otrzymane wartości $\frac{\varrho_n}{\varrho_1}$ byłyby zależne od częstości drgań wahadła. Otrzymana w doświadczeniach niezależność wartości $\frac{\varrho_n}{\varrho_1}$ dla różnych okresów (w granicach od 4 do 32 sekund) upewnia o tym, że cała składowa normalna cieczy jest porywana przez drgające wahadło. Ponadto zaobserwowana niezależność dekrementu logarytmicznego tłumienia od amplitudy wskazuje na to, że przy ruchu wahadła nie miał miejsca ruch burzliwy cieczy.

Lepkość składowej normalnej

Analizując różne pomiary lepkości HeII, poprzednio wykonane metodą tłumienia drgań torsyjnych dysku, Andronikaszwili zwrócił uwagę na to, że w rachunkach należy posiłkować się wartością gęstości składowej normalnej ϱ_n w danej temperaturze, a nie całkowitą wartością gęstości HeII. Nieuwzględnienie tego warunku może spowodować bardzo znaczne odstępstwo od wartości rzeczywistej η (np. dwudziestokrotne w temperaturze $1,3^\circ$, bo wówczas $\frac{\varrho_n}{\varrho_1} = 0,05$). Opracowana przez niego metoda badań lepkości za pomocą wahadła torsyjnego złożonego z ciężkich krążków pozwoliła na zbadanie zależności lepkości składowej normalnej od temperatury [27]. Warunkiem poprawności pomiaru tą metodą jest to, by w przeciwieństwie do pomiarów gęstości składowej normalnej nie następowało porywanie całej cieczy zawartej między krążkami, lecz by następowały w niej spadki prędkości. Można sprawdzić, czy warunek ten jest spełniony, badając w tej samej temperaturze η dla różnych odległości krążków. Okazało się z doświadczeń, że przy najniższych temperaturach i układzie o największym zagęszczeniu krążków zaobserwowano odstępstwa od wartości η , otrzymanych przy większych ich odległościach.

Otrzymany z pomiarów Andronikaszwili przebieg lepkości w funkcji temperatury jest przedstawiony na rys. 23. Przebieg zaobserwowany znajduje dobre wytłumaczenie na gruncie teorii Landaua. Przenoszenie energii i pędu w HeII przypisujemy, jak wiadomo, kwantom wzbudzenia cieplnego. Stężenie tych kwantów wybitnie zależy od temperatury; w temperaturach wyższych od 1° mamy do czynienia głównie z rotonami. Dlatego też w mechanizmie przekazywania energii i pędu musimy główną rolę przypisać procesowi rozpraszania rotonów na rotonach.

Wiemy, że w zwykłym gazie lepkość nie zależy od ciśnienia; mamy bowiem zgodnie z teorią kinetyczną współczynnik lepkości gazu równy $\frac{1}{3}dV\lambda$ (d — gęstość gazu, V — średnia prędkość cząsteczek gazu w ich ruchu bezładnym i λ średnia droga swobodna). Ponieważ ze wzrostem d maleje λ , możemy napotkać taki obszar, w którym $d\lambda$ jest stałe. Podobnie



Rys. 23

w gazie rotonowym, w którym gęstość rotonów zmienia się wraz z temperaturą, możemy oczekiwać podobnego zjawiska. Istotnie, przebieg krzywej $\eta(T)$ wskazuje na istnienie takiego obszaru stałej, niezależnej od temperatury lepkości.

Zauważymy tu, że próby zastosowania teorii Landaua do interpretacji zjawisk w obszarze bliskim punktu przemiany λ zawodzą. Nie jest to dziwne, bowiem wobec ogromnego wzrostu liczby wzbudzeń cieplnych, tj. wobec ogromnego wzrostu gęstości rotonów, musimy brać pod rozwagę

nie gaz, lecz jak gdyby ciecz rotonową. Te warunki leżą już poza zasięgiem teorii Landaua. Natomiast dla obszaru stałych wartości η ($1,7^\circ$) Andronikaszwili obliczył przekrój czynny rotonów na rozpraszanie na rotonach otrzymując $2,2 \cdot 10^{-14}$ cm². Wartość ta jest bliska wartości przekroju czynnego na rozpraszanie dla atomów He.

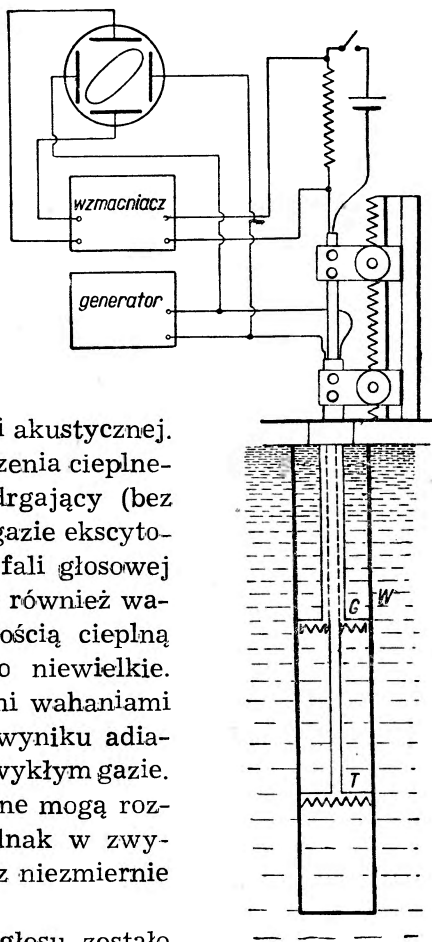
Przebieg gałęzi funkcji $\eta(T)$ po stronie niskich temperatur znajduje swe wyjaśnienie w coraz to bardziej wzrastającym udziale fononów, które w temperaturach niższych od $1,5^\circ$ zaczynają już odgrywać pewną rolę, coraz większą w miarę obniżania temperatury. Długość drogi swobodnej fononów między ich zderzeniami z rotonami szybko wzrasta z obniżeniem temperatury. Związany jest z tym ponowny wzrost lepkości, co wykazali Landau i Chałatnikow. Obliczona przez nich teoretycznie gałąź krzywej $\eta(T)$, zaznaczona na rys. 23 linią kreskowaną, doskonale zgadza się z wynikami doświadczeń Andronikaszwili. Gdy przy dalszym obniżaniu temperatury długość drogi swobodnej fononów zrówna się z rozmiarami naczynia, wówczas lepkość HeII powinna osiągać maksimum. Zachowanie się takie jest analogiczne do zachowania się gazu rozrzedzonego.

Drugi głos

Zjawiska cieplne zachodzące w HeII wskazują na możliwość powstania w nim swoistego zjawiska falowego, tzw. drugiego głosu, stanowiącego pewną analogię do zwykłych fal głosowych. Istota tego zjawiska, przepowiedzianego na drodze teoretycznej przez Landaua [28], jest następująca. Wyobraźmy sobie gaz ekscytonowy (tj. rotonowo-fononowy) w ciekłym helu. W określonej temperaturze jego gęstość jest ściśle oznaczona. Wywołujemy teraz w pewnym punkcie cieczy periodyczne nagrzewania, a więc periodyczne zmiany koncentracji tego gazu wzbudzeń cieplnych. W praktyce osiąga się to za pośrednictwem grzejnika o znikomej bezwładności cieplnej, zasilanego prądem zmiennym o częstotliwości akustycznej. Wskutek bezwładności kwantów wzbudzenia cieplnego zostaną one wprowadzone w ruch drgający (bez udziału samej masy ciekłego helu). W gazie ekscytonowym rozejdzie się fala podobna do fali głosowej w gazach zwykłych. Tej fali towarzyszą również wahania ciśnienia, wywołane rozszerzalnością cieplną ciekłego helu. Są one zresztą bardzo niewielkie. Istnieje zupełna analogia pomiędzy tymi wahaniami ciśnienia i wahaniami temperatury w wyniku adiabatycznych zagęszczeń i rozrzedzeń w zwykłym gazie.

Należy zauważyć, że takie fale cieplne mogą rozchodzić się we wszystkich ciałach, jednak w zwykłych warunkach mamy do czynienia z niezmiernie szybkim zanikaniem takiej fali.

Doświadczalnie zjawisko drugiego głosu zostało odkryte i zbadane przez Pieszko [29, 30]. Wzbudzał on fale drugiego głosu w walcu szklanym W , wypełnionym helem II, za pomocą płaskiego (o kształcie kołowej tarczy) grzejnika konstantanowego G , zasilanego z generatora drgań akustycznych. Odległość grzejnika od płaskiego dna naczynia, grającego rolę ekranu odbijającego, dobierano tak, by nastąpił rezonans, przy którym powstająca fala stojąca miała największą amplitudę drgań. Długość fali mierzono sondą termometryczną T (oporową), przesuwaną



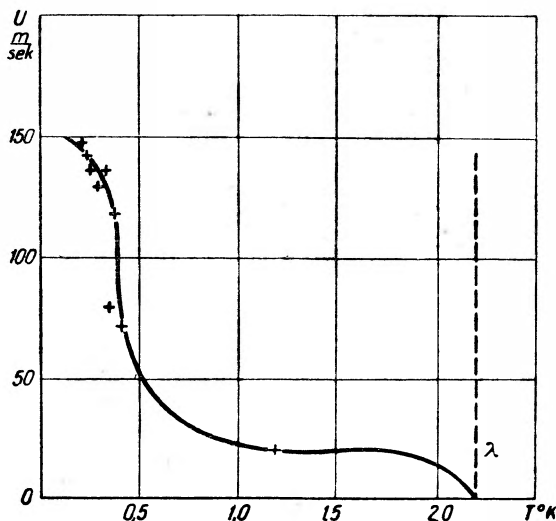
Rys. 24

wzdłuż słupka helu (rys. 24). Periodyczne wahania temperatury helu wywoływały równoczesne zmiany oporu sondy, a zatem i natężenia prądu płynącego przez nią ze źródła o stałej różnicy potencjałów. W strzałkach fali stojącej amplituda wahań natężenia prądu była największa, w węzłach spadała do zera. Te zmiany (po przekształceniu wahań natężenia prądu w wahania napięcia i po wzmacnieniu ich) obserwowano na ekranie oscylografu katodowego. Prędkość u drugiego głosu wyznaczano z zależności:

$$u = \frac{2l}{n} \nu \quad (11)$$

(l — wysokość słupka HeII między generatorem i ekranem, n — zaobserwowana liczba półfal, ν — częstość drgań generatora).

Otrzymane wyniki przedstawione są na wykresie (rys. 25). Błąd pomiaru u nie przekracza tu 0,5%. Badania przeprowadzono dla obszaru gęstości od 20 do 800 sek^{-1} . Oprócz tego w celu stwierdzenia, czy nie występuje dyspersja, rozszerzono dla jednej temperatury (dla której u przybierało wartość maksymalną) badania aż do częstości 10 000 sek^{-1} . Rezultat badań był negatywny; dyspersji drugiego głosu nie stwierdzono.



Rys. 25

Wyniki tych pomiarów są bardzo ważne. Zgodnie z teorią Landaua prędkość drugiego głosu wyraża się wzorem:

$$u = \sqrt{\frac{TS^2 \varrho_s}{C \varrho_n}} \quad (12)$$

(C — ciepło właściwe HeII, pozostałe oznaczenia jak poprzednio). Przy znajomości u , T , S i C można na podstawie wyników pomiarów prędkości drugiego głosu znaleźć wartość $\frac{\varrho_s}{\varrho_n}$ w różnych temperaturach. Niestety, jak się zdaje, wartości C nie są znane z dostateczną dokładnością. Natomiast z wartości u i S można wyprowadzić wartości parametrów, wystę-

pujących we wzorach dla widma energetycznego HeII. Pozwalają one poprawić przebieg krzywej $E(p)$; wartości te wynoszą:

$$\left. \begin{aligned} \frac{E(p_0)}{k} &= (9,6 \pm 0,4)^\circ, & p_0 &= (2,06 \pm 0,02) \cdot 10^{-19} \text{g} \cdot \text{cm} \cdot \text{sek}^{-1} \\ \mu &= (5,0 \pm 1,5) \cdot 10^{-24} \text{g}. \end{aligned} \right\} \quad (8a)$$

Pellam [31] i Osborne [32] zastosowali do pomiarów prędkości drugiego głosu technikę radarową, zasilając urządzenie do jego wzbudzenia krótkimi prostokątnymi impulsami. Na ekran dwustrumieniowego oscylografu katodowego nakładano obrazy impulsów, jednego pochodzącego wprost z generatora i drugiego dochodzącego w chwilę później z sondy. Z odstępu tych obu obrazów przy znanej odległości sondy od źródła fal znajdowano u . Ponadto badanie wysokości i kształtu sygnału odebranego przez sondę (dla różnych jej odległości od źródła) pozwoliło na studiowanie zjawiska osłabiania fal drugiego głosu.

Pomiary prędkości drugiego głosu dla temperatur poniżej 1° stanowiły doświadczenie rozstrzygające w różnicy poglądów między Landauem z jednej a Tiszą i Londonem z drugiej strony na temat założeń przyjętych przy rozwinięciu teorii Bose—Einsteinowskiej kondensacji HeII. Zgodnie z założeniami Tiszy i Londona należało oczekiwać, że w miarę obniżania temperatury od T_λ prędkość u drugiego głosu będzie najpierw wzrastała do pewnej wartości maksymalnej (ok. $20,3 \text{ m} \cdot \text{sek}^{-1}$ przy $1,65^\circ$), po czym powinna stopniowo się zmniejszać, dążąc do zera dla T dążącego do zera. Według Landaua natomiast prędkość ta powinna wzrastać, dążąc przy temperaturach bliskich 0° do wartości $\frac{c}{\sqrt{3}}$ (c — prędkość głosu).

Pomiary Pieszkowa [30] i ostatnio Atkina i Osborne'a [33], rozciągnięte aż do około $0,1^\circ$, potwierdziły w zupełności punkt widzenia Landaua. Dla temperatury $0,1^\circ$ znaleźli oni (rys. 25) prędkość drugiego głosu $u = 152 \text{ m} \cdot \text{sek}^{-1}$, prawie dokładnie równą zatem $\frac{u}{\sqrt{3}}$. Argumenty Landaua można przedstawić bardzo prosto. W temperaturach dostatecznie niskich, by wpływ rotonów można było zaniedbać, mamy dla gazu fononowego (por. str. 280):

$$\begin{aligned} S &= \alpha T^3, & \rho_n &= \frac{4}{3} \rho \frac{E}{c^2} = \frac{\rho \alpha T^4}{c^2}, \\ C &= 3\alpha T^3, & \rho_s &\rightarrow \rho. \\ E &= \frac{3}{4} \alpha T^4, \end{aligned} \quad (13)$$

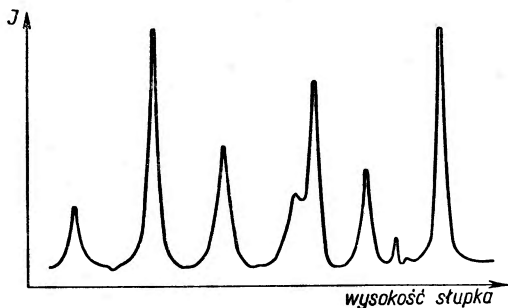
Wstawiając te wartości do wyrażenia (12) na u otrzymujemy:

$$u^2 = \frac{T(aT^3)^2}{3aT^3} \cdot \frac{c^3 \rho}{\rho aT^4} = \frac{c^2}{3}$$

$$i \quad u = \frac{c}{\sqrt{3}}. \quad (14)$$

Wynik doświadczalny wskazuje tu między innymi na słuszność poglądu o głównej roli fononów jako elementarnych wzbudzeń cieplnych, występujących w najniższych temperaturach.

Interesujące badania nad przemianą drugiego głosu w pierwszy (tj. zwykły) przeprowadzili Lane, H. A. Fairbank i W. M. Fairbank [34]. Drugi głos wzbudzano metodą analogiczną do wyżej opisanych z dna cylindrycznego naczynia wypełnionego HeII. W wyniku interferencji między falą padającą i odbitą od powierzchni swobodnej helu powstawała fala stojąca. Przy odpowiedniej wysokości słupka, dla której zachodził rezonans, amplitudy drgań osiągały maksimum. Gdy hel z naczynia powoli parował, poziom powierzchni słupka obniżał się stopniowo i obserwowano kolejne przejścia przez poziomy spełniające warunek zachodzenia rezonansu. Ze względu na to, że odbicie zachodziło od ośrodka rzadszego, u powierzchni swobodnej tworzyła się strzałka fali stojącej. Następującym periodycznie po sobie ogrzaniom i ochłodzeniom ciekłego helu towarzyszyły periodyczne drgania w prędkości parowania z powierzchni, co ze względu



Rys. 26

na obecność tam strzałki fali stojącej wywoływało pewne wahania ciśnienia, rozchodzące się już dalej w postaci fali głosowej.

Tuż nad powierzchnią helu znajdował się czuły mikrofon rejestrujący te fale głosowe. Jeden z otrzymanych w ten sposób zapisów przedstawia rys. 26. Widoczne na nim wyraźne maksima odpowiadają poziomom rezonansu drugiego głosu.

Pieszkowowi i Bielinkowej udało się również uzyskać przekształcenie odwrotne — pierwszego głosu w drugi.

Rozdzielanie izotopów ^3He i ^4He w najniższych temperaturach

Jednym z podstawowych założeń, które muszą być przyjęte w teorii cieczy kwantowej, jest rodzaj statystyki, jakiej podlegają cząsteczki składające się na tę ciecz. Atomy ^4He składające się na HeII muszą podlegać

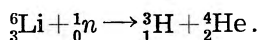
statystyce Bose—Einstein'a. Z tym właśnie faktem wiążą się jego niezwykle, omówione powyżej właściwości. Tymczasem lekki izotop helu (^3He) powinien podlegać statystyce Fermi—Diraca i wskutek tego w najniższych temperaturach przejawiać musi zupełnie odmienne właściwości niż ^4He . Między innymi ^3He nie powinien nawet w najniższych temperaturach wykazywać właściwości nadciekłości.

Ze względu na zasadnicze znaczenie tego problemu stało się rzeczą niezwykle ciekawą rozdzielenie izotopów helu i zbadanie zachowania się jeśli nie czystego helu, to przynajmniej mieszaniny ^3He i ^4He , wydatnie wzbogaconej w zawartość lekkiego izotopu. Zagadnienie było tym bardziej interesujące, że właśnie owa różnica w zachowaniu się obu izotopów miała posłużyć do ich rozdzielenia.

Zawartość ^3He w naturalnym gazie pochodzącym ze źródeł w szczyłinach skalnych jest bardzo niewielka. Średnio biorąc wartość stosunku zawartości ($^3\text{He}/^4\text{He}$) waha się od około $0,2 \cdot 10^{-7}$ do $2 \cdot 10^{-7}$. Hel atmosferyczny jest wprawdzie bogatszy w lekki izotop ($1,2 \cdot 10^{-6}$), jednak sama zawartość helu w atmosferze jest bardzo mała.

Te znikome zawartości lekkiego izotopu helu nasuwają przy procesach wzbogacania weń mieszaniny bardzo poważne trudności. Obecnie stosuje się cały szereg różnych metod otrzymywania czystego ^3He bądź wzbogacania w ten izotop mieszaniny. Poza metodą rozdziału tych izotopów, wykorzystującą różnice w ich właściwościach w najniższych temperaturach (która będzie szerzej omówiona w dalszym ciągu), stosuje się metody termodyfuzji, pozwalające przy kilkustopniowych urządzeniach otrzymać stężenie ^3He do 1% [35, 36].

W roku 1949 otrzymano został ^3He w stanie czystym dzięki wykorzystaniu przemian jądrowych [37, 38]. Przez naświetlanie ^6_3Li neutronami z reaktora atomowego otrzymywano tryt i hel zgodnie z reakcją:

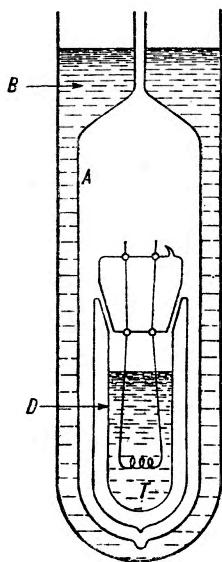


Tryt oddzielano drogą dyfuzji przez rozgrzaną rurkę palladową. Powstający z rozpadu trytu ^3He oddzielano od niego tym samym co poprzednio sposobem, a pozostałe jego ślady wymrażano w rurce U zanurzonej w ciekłym helu. W ten sposób otrzymano $29,9 \text{ cm}^3$ gazowego ^3He (pod ciśnieniem atmosferycznym normalnym). Zawartość ^4He nie przekraczała (zgodnie z analizą wykonaną spektrografem masowym) $0,03\%$.

Na możliwość rozdzielenia izotopów helu w drodze wykorzystania ich właściwości w najniższych temperaturach zwrócili uwagę już w 1945 r. Pollard i Davidson [39]. Wyrażając pogląd, że ^3He nie powinien wykazywać nadciekłości, sugerują konstrukcję takiego urządzenia, by wraz z odpływającą częścią nadciekłą odprowadzać ^4He . Następnie Landau i Pomeranczuk [40] wykazali teoretycznie, że niezależnie od

tego, czy dla helu o masie 3 występuje zjawisko nadciekłości czy nie, w roztworze w ^4He będzie on zawsze zachowywał się jak ciecz zwykła.

Pierwsze próby rozdzielania izotopów helu w niskich temperaturach wykonał *Daunt* z współpracownikami [41, 42], który doświadczalnie potwierdził słuszność teoretycznego poglądu, że ^3He nie bierze udziału w nadciekłym strumieniu. Schemat urządzenia *Daunta* przedstawia rys. 27. Zasadniczymi częściami przyrządu są: naczynie *A*, wewnątrz którego umieszczone jest niewielkie naczynie *Dewara D*. Całość zanurzona jest w naczyniu *B*, stanowiącym zbiornik wypełniony HeII . *A* — wypełnione jest częściowo roztworem $^3\text{He} + ^4\text{He}$. Naczynie *Dewara* zamknięte jest dobrze doszlifowanym, opróżnionym wewnątrz z powietrza korkiem szklanym, przez który przeprowadzone były przewody do grzejnika *T*. Po włączeniu tego grzejnika rozpoczyna się przenoszenie helu w nadciekłym przepływie przez błonkę powierzchniową, rozprzestrzeniającą się wzdłuż całej powierzchni zewnętrznej i wewnętrznej *D*, przenikającą przez szlif bez żadnych trudności. Po przejściu do wnętrza *D* hel w zetknięciu z grzejnikiem przestaje być nadciekły i przepływ powrotny przez szlif jest już niemożliwy. W ten sposób pozostająca w *A* masa helu zostaje stopniowo wzbogacana w ^3He nie biorący udziału w nadciekłym odpływie przez błonkę.



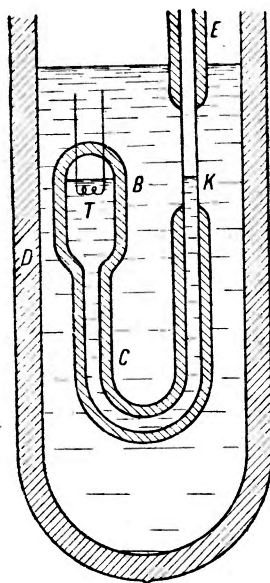
Rys. 27

Mimo niewątpliwie pozytywnych wyników metoda ta jest ilościowo bardzo mało wydajna (osiągnięto zwiększenie stężenia ^3He do $5 \cdot 10^{-4}$, tj. ok. 3000 razy).

Inną metodę zastosował *Lane* i współpracownicy [43]. Grubościennej zbiornik szklany *B*, zaopatrzonej w grzejnik *T*, zakończony jest grubościenną kapilarą *C* (rys. 28). Przez krótki odcinek rurki metalowej *K* i kapilary szklanej *E* zbiornik *B* łączy się z układem do odpompowywania i gromadzenia helu. Opisany przyrząd po napełnieniu ciepłym helem zanurzano do dewara *D* z HeII , ochładzano do temperatury niższej niż λ , po czym włączano grzejnik. Już po kilku minutach w próbce gazu pobranego z *K* stwierdzono (za pomocą spektrografu masowego) znaczne wzbogacenie w ^3He . Zachodzący tu proces polega na tym, że w wyniku działania grzejnika wewnątrz cieczy powstają prądy konwekcyjne. Składowa normalna helu (zawierająca ^3He) odpływa od grzejnika, kieruje się zaś ku niemu składowa nadciekła. Ponieważ ^3He zawarty jest wyłącznie w składowej normalnej, odpływa on zatem do okolic oddalonych od grzejnika.

W roku 1950 Eselson i Łazariew [44] podali opis dwustopniowego urządzenia, pozwalającego na otrzymanie kilkuprocentowego roztworu ^3He w ^4He w litrowych ilościach. Stopień pierwszy opiera się na podobnej zasadzie jak urządzenie Lane'a z tym, że dzięki pomysłowemu rozwiązaniu konstrukcji aparatury mogła działać ona w sposób ciągły, gromadząc w półlitrowym zbiorniku w postaci gazowej pozostałą tam normalną składową wypełniającego początkowo zbiornik HeII. Nie przerywając działania aparatury można było gromadzić wzbogacony w lekki izotop hel, a po zebraniu większej jego ilości i ponownym skropleniu proces powtórzyć z tą wzbogaconą mieszaniną. W ten sposób można było w ciągu doby otrzymać kilka litrów roztworu zawierającego ok. 0,01% ^3He .

Drugie wzbogacenie zachodziło w kolumnie rektyfikacyjnej odpowiedniej konstrukcji (działającej już w temperaturze powyżej punktu λ). Wykorzystana tu została bardzo znaczna, bo przeszło trzykrotna różnica prężności par nasyconych ^3He i ^4He w tych samych temperaturach (np. w temperaturze 3° ciśnienie pary nasyconej ^3He wynosi 600 mm Hg, gdy dla ^4He — ok. 180 mm). Po godzinnej destylacji otrzymywano produkt zawierający kilka procent ^3He .



Rys. 28

Literatura

1. W. H. Keesom i J. Clusius, Proc. Roy. Acad. Amsterdam **35**, 307 (1932).
2. W. H. Keesom i A. P. Keesom, Physica, **2**, 557 (1935).
3. J. F. Allen i A. D. Misener, Proc. Cambr. Phil. Soc., **34**, 299 (1936).
4. J. C. Findlay, A. Pitt, H. Grayson Smith i J. O. Wilhelm, Phys. Rev., **54**, 506 (1938) i **56**, 122 (1939).
5. H. Kamerlingh Onnes i J. D. A. Boks, Commun. Leiden Nr. 179c (1926).
6. M. Wolfke i H. Kamerlingh Onnes, Commun. Leiden Nr 171b (1928).
7. L. I. Dana i H. Kamerlingh Onnes, Commun. Leiden Nr 179c (1926).
8. W. H. Keesom i P. H. Keesom, Physica, **8**, 65 (1941).
9. M. Wolfke, Acta Phys. Polon., **6**, 68 (1937).
10. W. H. Keesom i K. W. Taconis, Physica, **5**, 270 (1938).
11. W. H. Keesom i A. P. Keesom, Commun. Leiden Nr 242g.
12. J. F. Allen, R. Peierls, M. Zaki Uddin, Nature, **140**, 62 (1937).
13. W. H. Keesom, B. F. Sarris, L. Meyer, Physica, **7**, 817 (1940).

14. J. F. Allen, E. Ganz, Proc. Roy. Soc. A, **171**, 242 (1939).
15. П. Л. Капица, ДАН СССР, **18**, 21 (1938).
16. W. H. Keesom, G. E. McWood, Physica, **5**, 737 (1938).
17. J. F. Allen, A. D. Misener, Nature, **141**, 75 (1938).
18. J. G. Daunt i K. Mendelssohn, Nature, **143**, 719 (1939).
19. J. F. Allen i H. Jones, Nature, **141**, 243 (1938).
20. J. F. Allen i K. Reekie, Proc. Cambr. Phil. Soc., **35**, 114 (1939).
21. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ, **11**, 592 (1941), **14**, 112 (1944).
22. П. Л. Капица, ЖЭТФ, **11**, 1 (1941).
23. P. G. Striełkow, Journ. of Phys. USSR, **3**, 53 (1940).
24. Л. Д. Ландау, И. М. Халатников, Известия АН СССР сер. физ. **12**, 216 (1948).
25. Л. Андроникашвили, ЖЭТФ, **16**, 780 (1946).
26. Л. Андроникашвили, ЖЭТФ, **18**, 424 (1948).
27. Л. Андроникашвили, ЖЭТФ, **18**, 429 (1948).
28. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ, **11**, 592 (1941).
29. В. П. Пешков, ЖЭТФ, **16**, 1000 (1946).
30. В. П. Пешков, ЖЭТФ, **18**, 867 (1948).
31. J. Pellam, Phys. Rev., **75**, 1183 (1949).
32. D. V. Osborne, Proc. Phys. Soc. A, **64**, 114 (1951).
33. K. R. Atkins i D. V. Osborne, Phil. Mag., **41**, 1078 (1950).
34. C. T. Lane, H. A. Fairbank i W. M. Fairbank, Phys. Rev., **71**, 600 (1947).
35. A. Andrew i W. R. Smythe, Phys. Rev., **74**, 469 (1948).
36. B. V. Rollin i J. Hatton, Phys. Rev., **74**, 508 (1948).
37. S. G. Sydoriak, Grilly i E. F. Hammel, Phys. Rev., **75**, 303 (1949).
38. Abraham, D. V. Osborne i Weinstock, Phys. Rev., **80**, 366 (1950).
39. E. Pollard i W. L. Davidson, Applied Nuclear Physics, 183 (1945).
40. Л. Д. Ландау, И. Померанчук, ДАН СССР, **59**, 669 (1948).
41. J. G. Daunt, Probst, Johnston, Aldrich, Nier, Phys. Rev., **72**, 502 (1947).
42. J. G. Daunt, Probst, Johnston, Journ. Chem. Phys., **15**, 759 (1948).
43. C. T. Lane, Fairbank, Aldrich, Nier, Phys. Rev., **73**, 256 (1948).
44. Б. Н. Еселсон, Б. Г. Лазарев, ЖЭТФ, **20**, 748 (1950).

Kazimiera Morkowska

Elektroluminescencja kryształów

W literaturze fizycznej i technicznej z ostatnich lat ukazało się wiele prac poświęconych badaniu zjawiska elektroluminescencji kryształów i jego zastosowaniom w technice oświetleniowej. Zastosowania te są bardzo interesujące i wydaje się, że zapowiadają możliwości znacznych ulepszeń w dziedzinie oświetlenia. Mimo znacznej jednak ilości prac doświadczalnych, omawiających zagadnienie elektroluminescencji, mechanizm zjawiska nie jest dotychczas dostatecznie wyjaśniony i brak jest powiązania próbnych interpretacji z ogólną teorią półprzewodników. Główną rolę w zjawisku elektroluminescencji, jak się zdaje, grają zjawiska kontaktowe na powierzchni kryształów*. Z tego względu badania te wiążą się z innymi badaniami półprzewodników i dostarczają nowych danych do poznania zjawisk w ciele stałym.

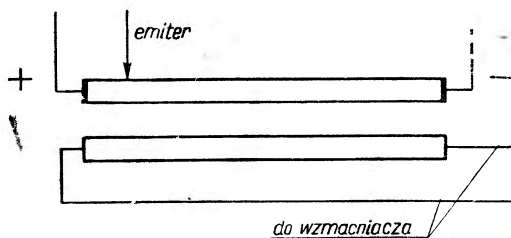
Nazwą elektroluminescencji określamy zjawisko występowania świecenia w ciałach stałych pod wpływem przyłożonego do nich napięcia stałego lub zmiennego. Zjawisko to występuje w niektórych półprzewodnikach, jak Ge, Si, SiC oraz typowych luminoforach, jak ZnS, (ZnCd)S, Zn₂SiO₄, ZnO, aktywowanych w różny sposób, przy czym w luminoforach obserwuje się elektroluminescencję zarówno dla monokryształów i warstw drobnokryształicznych, jak i dla zawiesin proszku luminoforów w stałych masach plastycznych lub szkliwach. Mechanizm zjawiska elektroluminescencji wydaje się różny dla wymienionych dwóch grup materiałów,

Występowanie świecenia pod wpływem pola elektrycznego w germanie i krzemie obserwowali H a y n e s i B r i g g s [2] w warunkach odpowiadających wstrzykiwaniu nośników dodatnich przez kontakt w postaci ostrza do kryształu typu *n*. Maksimum natężenia promieniowania wysyłanego przez german przypadało w podczerwieni dla długości fali 1,7 μ , która ściśle odpowiada najlepszym oszacowaniom odstępów energetycznego E_0 między górnym krańcem pasma podstawowego a dolnym krańcem pasma przewodnictwa dla Ge w temperaturze pokojowej. Przy obniżaniu temperatury kryształu do temperatury ciekłego wodoru obserwowano

* Omówienie zjawisk kontaktowych w półprzewodnikach zawiera artykuł L. S o s n o w s k i e g o w t. IV zeszyt 1 *Postępów Fizyki* [1].

przesuwanie się maksimum emisji w kierunku fal krótszych, przy czym wielkość przesunięcia była zgodna z zależnością odstepu energetycznego E_0 od temperatury, znalezioną dla germanu przez Shockleya z pomiarów zależności oporu elektrycznego i stałej Halla w funkcji temperatury. Pomiarzy te wykazują bez wątpienia, że mamy tu do czynienia z bezpośrednią rekombinacją optyczną wstrzykiwanych dziur z elektronami.

Analogiczne zjawisko było obserwowane przez J. B. Gunna [3] w przypadku germanu typu n (o przewodnictwie ok. $6\Omega \cdot \text{cm}$) przy



Rys. 1

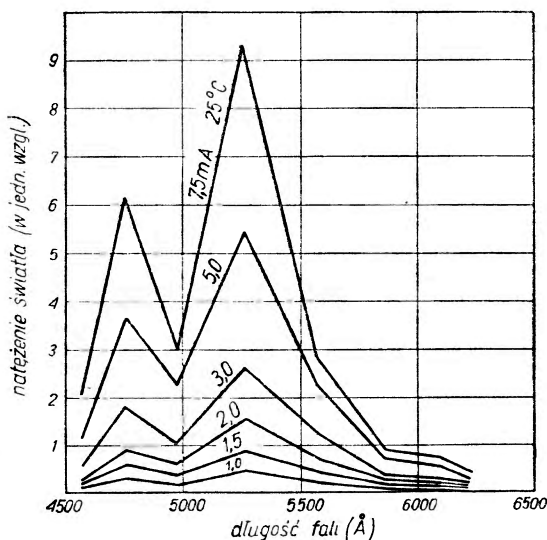
zastosowaniu na emiterze napięcia zmiennego z częstotliwością 50 c/s i stałego napięcia, powodującego przepływ dziur wzdłuż kryształu (rys. 1). Detektorem promieniowania był drugi kryształ germanu, umieszczony równolegle w odległości 1 mm (oba kryształy miały kształt włókien o wymiarach $0,3 \times 0,8 \times 8,5$ mm). Sygnał otrzymany na elektrodach drugiego kryształu był wzmacniany i obserwowany na oscylografie. Sygnał zniknął przy odwróceniu kierunku prądu w kryształach I lub przy wstawieniu kartki papieru między próbki. Na podstawie oceny natężenia promieniowania i pomiaru natężenia prądu głównego w próbce, czasu życia dziur i czasu przejścia ich przez kryształ autor obliczył ilość przejść promienistych w warunkach doświadczenia i otrzymał wartość równą 2 przejściom na sekundę w porównaniu do ilości $1,5 \cdot 10^4 \text{ sek}^{-1}$ przejść bezpromienistych. Zgodność tych danych z wartością 1 sek^{-1} otrzymaną przez Shockleya dla przejść promienistych jest zadowalająca.

W kryształach karborundu SiC emisja światła związana z przepływem prądu przez kryształy była badana przez Łosiewa [4], Lehovca, Accardo i Jamgołiana [6, 7, 8] oraz Szigetiego [9]. Lehovc i współpracownicy badali kryształy SiC dwóch rodzajów: próbki czystsze typu n , o śladowej zawartości Al, Fe, Ti, Cu i Mg, przezroczyste, o lekkim zabarwieniu zielonkawym, i kryształy z większą ilością zanieczyszczeń (0,1% Al, 0,05% Fe, 0,002% Ti) typu p , o barwie ciemnoniebieskiej. Przez zastosowanie filtrów optycznych wyznaczali oni przybliżony rozkład widmowy światła emitowanego przez kryształy i badali jego zależność od prądu płynącego przez kryształ i od temperatury. Luminescencję kryształów obserwowano w pobliżu kontaktu w przypadku przyłożenia napięcia w kierunku wstrzykiwania nośników mniejszościowych do kryształu. W niektórych kryształach obserwowano kilka obsza-

rów świecących, przy czym barwa świecenia była w różnych obszarach różna. Przy zmianie kierunku prądu świeciły inne obszary kryształu. Z tych obserwacji i z pomiaru rozkładu potencjału wewnątrz kryształów autorowie wyciągają wnioski, że emisja promieniowania jest związana z obecnością barier w kryształach i że w próbkach badanych istniały przynajmniej dwie bariery. Różnice w barwie świecenia nie wynikają według autorów z absorpcji promieniowania wychodzącego z różnych głębokości w kryształach, lecz należy je przypisywać przypuszczalnie nierównomiernemu rozmieszczeniu zanieczyszczeń.

Rozkład widmowy luminescencji kryształów czystszych dla różnych wartości prądu płynącego przez kryształ przedstawia rys. 2. Porównanie rozkładu emisji kryształów

czystszych (I) i bardziej zanieczyszczonych (II) oraz emisji w niższej temperaturze zestawiono na rys. 3. Maksyma emisji dla kryształu I przypadają przy długościach fal około 4750 Å, 5250 Å i 6100 Å, dla II zaś przy 5500 Å i 6100 Å. Rozkład widmowy emisji nie ulega zmianie ze zmianą natężenia prądu i temperatury, jedynie dla kryształu II stwierdzono przy obniżeniu temperatury wzrost natężenia pasma 5500 Å. Stwierdzono, że

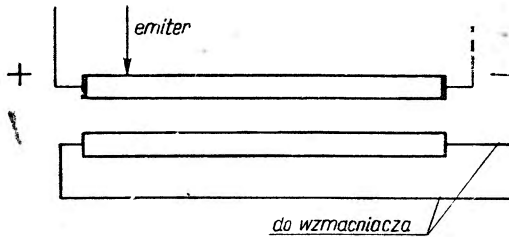


Rys. 2. Rozkład widmowy światła wysyłanego przez zielony kryształ SiC w funkcji prądu płynącego przez kryształ w temperaturze pokojowej

elektroluminescencję wykazują tylko kryształy zdolne do fosforescencji pod wpływem naświetlania nadfioletem, oba typy emisji różnią się jednakże czasem zaniku. Gdy czas zaniku fosforescencji jest rzędu kilku sekund, elektroluminescencja zanika ze stałą czasową $1,15 \mu\text{sek}$ w temperaturze pokojowej i $80 \mu\text{sek}$ w temperaturze -140°C niezależnie od natężenia prądu wywołującego świecenie. Zanik i narastanie świecenia przebiegają wykładniczo, przy czym stała czasowa wzrasta wykładniczo ze spadkiem temperatury. Wobec niezależności rozkładu widmowego emisji od prądu płynącego przez kryształ całkowite natężenie emisji mogło być wyznaczone w funkcji natężenia prądu za pośrednictwem pomiaru prądu fotomnożnika. Wykresy tych zależności dla różnych temperatur w skali logarytmicznej przedstawia rys. 4 na którym obok każdej krzywej nakreślono

przesuwanie się maksimum emisji w kierunku fal krótszych, przy czym wielkość przesunięcia była zgodna z zależnością odstepu energetycznego E_0 od temperatury, znalezioną dla germanu przez Shockleya z pomiarów zależności oporu elektrycznego i stałej Halla w funkcji temperatury. Pomiarów te wykazują bez wątpienia, że mamy tu do czynienia z bezpośrednią rekombinacją optyczną wstrzykiwanych dziur z elektronami.

Analogiczne zjawisko było obserwowane przez J. B. Gunna [3] w przypadku germanu typu n (o przewodnictwie ok. $6\Omega \cdot \text{cm}$) przy



Rys. 1

zastosowaniu na emiterze napięcia zmiennego z częstotliwością 50 c/s i stałego napięcia, powodującego przepływ dziur wzdłuż kryształu (rys. 1). Detektorem promieniowania był drugi kryształ germanu, umieszczony równolegle w odległości 1 mm (oba kryształy miały kształt włókien o wymiarach

$0,3 \times 0,8 \times 8,5$ mm). Sygnał otrzymany na elektrodach drugiego kryształu był wzmacniany i obserwowany na oscylografie. Sygnał znikał przy odwróceniu kierunku prądu w kryształach I lub przy wstawieniu kartki papieru między próbki. Na podstawie oceny natężenia promieniowania i pomiaru natężenia prądu głównego w próbce, czasu życia dziur i czasu przejścia ich przez kryształ autor obliczył ilość przejść promienistych w warunkach doświadczenia i otrzymał wartość równą 2 przejściom na sekundę w porównaniu do ilości $1,5 \cdot 10^4 \text{ sek}^{-1}$ przejść bezpromienistych. Zgodność tych danych z wartością 1 sek^{-1} otrzymaną przez Shockleya dla przejść promienistych jest zadowalająca.

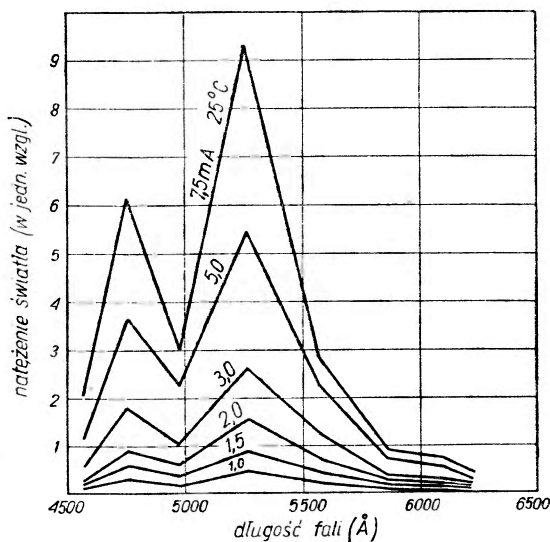
W kryształach karborundu SiC emisja światła związana z przepływem prądu przez kryształy była badana przez Łosiewa [4], Lehovca, Accardo i Jamgohiana [6, 7, 8] oraz Szigetiego [9]. Lehovc i współpracownicy badali kryształy SiC dwóch rodzajów: próbki czystsze typu n , o śladowej zawartości Al, Fe, Ti, Cu i Mg, przezroczyste, o lekkim zabarwieniu zielonkawym, i kryształy z większą ilością zanieczyszczeń (0,1% Al, 0,05% Fe, 0,002% Ti) typu p , o barwie ciemnoniebieskiej. Przez zastosowanie filtrów optycznych wyznaczali oni przybliżony rozkład widmowy światła emitowanego przez kryształy i badali jego zależność od prądu płynącego przez kryształ i od temperatury. Luminescencję kryształów obserwowano w pobliżu kontaktu w przypadku przyłożenia napięcia w kierunku wstrzykiwania nośników mniejszościowych do kryształu. W niektórych kryształach obserwowano kilka obsza-

rów świecących, przy czym barwa świecenia była w różnych obszarach różna. Przy zmianie kierunku prądu świeciły inne obszary kryształu. Z tych obserwacji i z pomiaru rozkładu potencjału wewnątrz kryształów autorowie wyciągają wnioski, że emisja promieniowania jest związana z obecnością barier w kryształach i że w próbkach badanych istniały przynajmniej dwie bariery. Różnice w barwie świecenia nie wynikają według autorów z absorpcji promieniowania wychodzącego z różnych głębokości w kryształach, lecz należy je przypisywać przypuszczalnie nierównomiernemu rozmieszczeniu zanieczyszczeń.

Rozkład widmowy luminescencji kryształów czystszych dla różnych wartości prądu płynącego przez kryształ przedstawia rys. 2. Porównanie rozkładu emisji kryształów

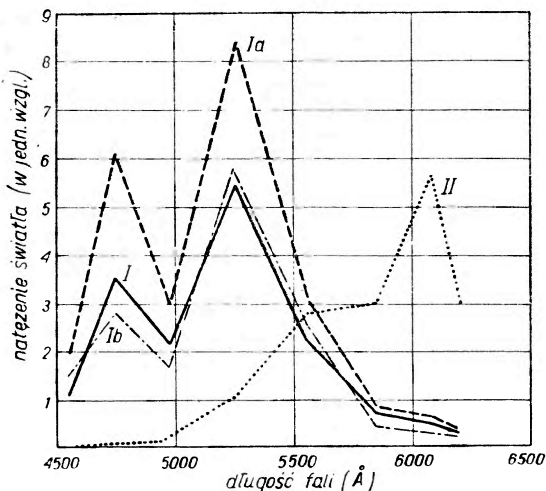
czystszych (I) i bardziej zanieczyszczonych (II) oraz emisji w niższej temperaturze zestawiono na rys. 3. Maksima emisji dla kryształu I przypadają przy długościach fal około 4750 Å, 5250 Å i 6100 Å, dla II zaś przy 5500 Å i 6100 Å. Rozkład widmowy emisji nie ulega zmianie ze zmianą natężenia prądu i temperatury, jedynie dla kryształu II stwierdzono przy obniżeniu temperatury wzrost natężenia pasma 5500 Å. Stwierdzono, że

elektroluminescencję wykazują tylko kryształy zdolne do fosforescencji pod wpływem naświetlania nadfioletem, oba typy emisji różnią się jednakże czasem zaniku. Gdy czas zaniku fosforescencji jest rzędu kilku sekund, elektroluminescencja zanika ze stałą czasową 1,15 μ sek w temperaturze pokojowej i 80 μ sek w temperaturze -140°C niezależnie od natężenia prądu wywołującego świecenie. Zanik i narastanie świecenia przebiegają wykładniczo, przy czym stała czasowa wzrasta wykładniczo ze spadkiem temperatury. Wobec niezależności rozkładu widmowego emisji od prądu płynącego przez kryształ całkowite natężenie emisji mogło być wyznaczone w funkcji natężenia prądu za pośrednictwem pomiaru prądu fotomnożnika. Wykresy tych zależności dla różnych temperatur w skali logarytmicznej przedstawia rys. 4 na którym obok każdej krzywej nakreślono



Rys. 2. Rozkład widmowy światła wysyłanego przez zielony kryształ SiC w funkcji prądu płynącego przez kryształ w temperaturze pokojowej

prostą o nachyleniu 45° , odpowiadającą stałej wydajności luminescencji, przedstawiającą zależność $\frac{i \text{ fotomnożnika}}{i \text{ kryształu}} = \text{const.}$ Z tych zależności wynika,

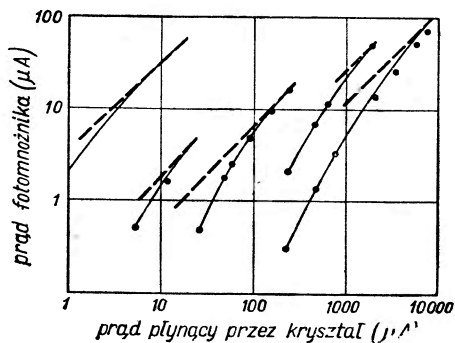


Rys. 3. Rozkład widmowy elektroluminescencji SiC: I — kryształ zielony, strona kontaktu, 5 mA, 25°C , Ia — kryształ zielony, strona przeciwna, 5 mA, 25°C , Ib — kryształ zielony, strona kontaktu, $20 \mu\text{A}$, -124°C , II — kryształ niebieski, strona kontaktu, 1 mA, 25°C

wzrostem temperatury tłumaczą autorzy wzrostem prawdopodobieństwa przejść bezpromienistych w wyższej temperaturze.

Zupełnie odmiennie przedstawiają się warunki występowania elektroluminescencji w kryształach niebieskich SiC. Były to kryształy typu p z niewielkim obszarem typu n na powierzchni. Przy przepływie prądu w kierunku małego oporu bariery $p-n$ przy pewnym napięciu progowym występowało żółte świecenie kryształu. Wykres zależności prądu od napięcia na barierze $p-n$ przedstawia rys. 6. Punkt, w którym krzywa zmienia nachylenie przy napięciu około 2V, odpowiada występowaniu emisji. Na podstawie analizy kształtu tej krzywej autorzy wyciągają wniosek, że prąd płynący przez barierę składa się z dwóch części: jedna część, która jest proporcjonalna do napięcia na barierze, przechodzi przez kry-

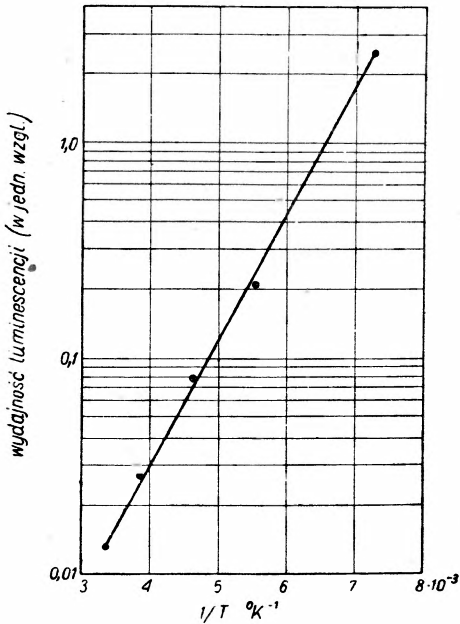
że dla większych wartości prądu wydajność luminescencji w funkcji temperatury przedstawia krzywa logarytmiczna na rys. 5, z której widać, że wydajność luminescencji zmniejsza się wykładniczo ze wzrostem temperatury. Z nachylenia prostej na tym wykresie Lehovec i współpracownicy znajdują energię aktywacji $E=0,118 \text{ eV}$ i wydajność luminescencji $2 \cdot 10^{-6}$ kwantów/elektron w temperaturze pokojowej i około $2 \cdot 10^{-4}$ kwantów/elektr. przy -134°C . Wykładniczy spadek wydajności luminescencji i wzrost stałej zaniku świecenia ze



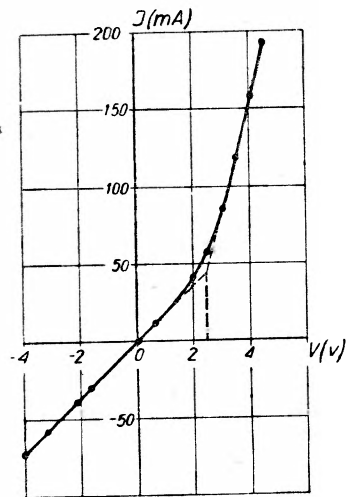
Rys. 4. Natężenie promieniowania (wyrażone przez prąd fotomnożnika) w funkcji prądu płynącego przez kryształ. Linie przerywane mają nachylenie odpowiadające stałej wydajności emisji

sztal nie prostowana i ona stanowi w kierunku zaporowym całkowity prąd, druga natomiast składowa, która prowadzi do emisji światła, nie płynie, gdy bariera jest spolaryzowana w kierunku zaporowym, występuje natomiast przy spolaryzowaniu bariery w kierunku małego oporu, powyżej pewnego napięcia.

Autorowie przypuszczają, że pierwsza część stanowi przewodnictwo na poziomach zanieczyszczeń (jak to również sugerował Busch [10] na podstawie pomiarów stałej Halla i siły termoelektrycznej SiC w funkcji



Rys. 5. Wydajność luminescencji (w skali logarytmicznej) w funkcji odwrotności temperatury bezwzględnej



Rys. 6. Charakterystyka prąd-napięcie niebieskiego kryształu SiC. Oznaczono napięcie odpowiadające progowi emisji

temperatury), druga zaś odpowiadałaby wstrzykiwaniu nośników przez barierę. W dyskusji końcowej autorowie stwierdzają, że w procesie elektroluminescencji pobudzenie zachodzi przez wstrzykiwanie nośników w sposób znany z teorii efektu transistorowego, mechanizm emisji zaś jest identyczny z mechanizmem znanym dla luminoforów.

Autorowie dyskutują różne możliwości powrotu elektronów z pasma przewodnictwa do pasma podstawowego, które mogłyby wyjaśnić obserwowane fakty doświadczalne związane z emisją, powstrzymują się jednak od ostatecznych wniosków ze względu na niedokładną znajomość i nierównomierność rozkładu zanieczyszczeń w badanych kryształach. Stwierdzają również konieczność dalszych badań wydajności emisji i czasu jej

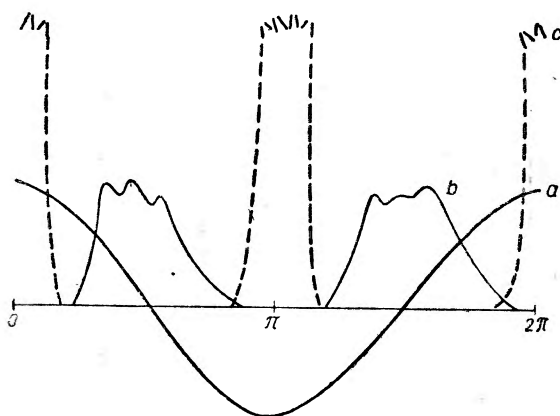
zaniku w wyższych temperaturach oraz badania związku między energią aktywacji dla procesów przewodnictwa, fosforescencji i elektroluminescencji dla kryształów o znanym składzie chemicznym.

Elektroluminescencję w SiC badał również S z i g e t i, który w pierwszych pracach [11] stwierdził, że emisja kryształów karborundu silnie zależy od zanieczyszczeń. W następnych pracach [9] badano kryształy czyste, otrzymane z węgla spektroskopowo czystego i bardzo czystej krzemionki przez stapianie w łuku elektrycznym. Kryształki te obserwowano pod mikroskopem umieszczając je między ostrzem i płytką, które służyły jako elektrody. Kryształy wykazywały świecenie niebieskawe, w próbkach czystszych niezależne od zmiany kierunku prądu, w bardziej zanieczyszczonych zaś zmieniające barwę na żółtą. Kryształki te również świeciły pod wpływem promieni katodowych, nie obserwowano natomiast w przeciwieństwie do wyników L e h o v e c a świecenia pod wpływem pobudzenia nadfioletem. S z i g e t i wyznaczył rozkład widmowy emisji za pomocą spektrofotometru, przy czym zaobserwował większą ilość pasm niż L e h o v e c. Maksyma emisji przypadają przy energiach 2,53, 2,38, 2,28, 2,12, 2,02 eV. Widmo absorpcji kryształów SiC wykazuje ciągłą absorpcję dla energii większych niż 2,9 eV oraz maksima absorpcji przy 2,68, 2,53, 2,27, 2,04—1,95 eV. Z tych danych S z i g e t i wyznacza schemat poziomów, odpowiadający SiC z odległością górnego krańca pasma podstawowego od dolnego brzegu pasma przewodnictwa równą 2,9 eV, dwoma poziomami akceptorowymi w odległości 0,15 i 0,25 eV od pasma podstawowego oraz dwoma poziomami donorowymi w odległościach 0,35 i 0,61 eV od brzegu pasma przewodnictwa. Ten rozkład poziomów tłumaczy, zdaniem autora, wszystkie pasma emisji i absorpcji. Na podstawie zaobserwowanej zgodności widma emisji azotku boru aktywowanego węglem z widmem emisji SiC (cztery pasma emisji pokrywają się z wyjątkiem pasma przy 2,53 eV) autor stwierdza, że za aktywator w kryształach SiC należy również uważać węgiel, argumentując analogią w widmach krzemianu cynku i krzemianu cynkowo-berylowego aktywowanych manganem, w których widmo emisji jest związane z aktywacją manganem i jest identyczne w obu związkach, przy czym emisja przypada przy długości fali występującej w absorpcji roztworów zawierających dwuwartościowy kation MnO_4 . S z i g e t i badał również zależność luminescencji od temperatury obserwując analogicznie do L e h o v e c a zależność wykładniczą z energią aktywacji 0,2 eV.

Jako następny materiał, w którym szczegółowo badane było zjawisko elektroluminescencji, wymienić należy siarczek cynku. Świecenie pod wpływem pola elektrycznego obserwowano w nim zarówno dla postaci drobnokrystalicznego proszku (D e s t r i a u [12]), jak i dla monokryształów (W. P i p e r, E. W i l l i a m s [13, 14]).

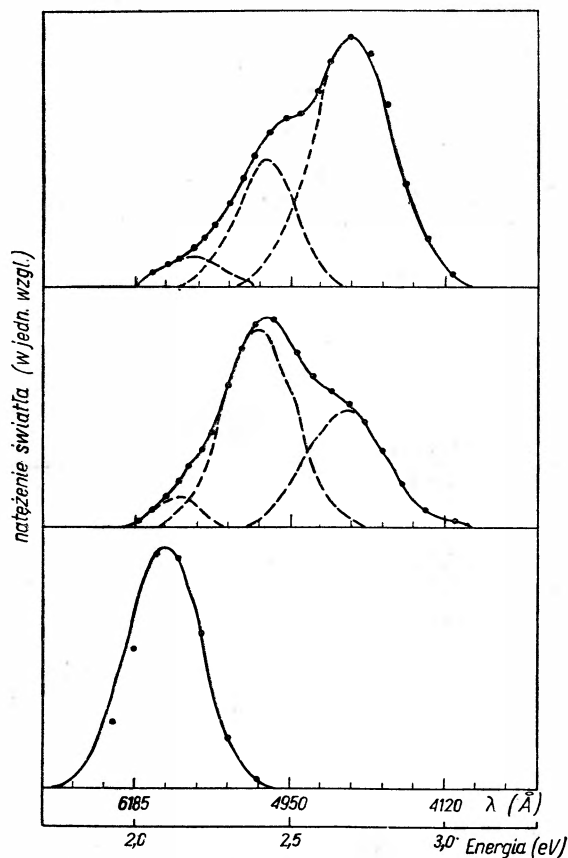
Pojedyncze kryształy siarczku cynku otrzymywano metodą sublimacji proszku ZnS w temperaturze 1185°C przy jednoczesnej aktywacji miedzią. Otrzymane monokryształy o wymiarach 1×1×3 mm wykazują luminescencję zarówno w stałym, jak i w zmiennym polu elektrycznym. Przy przyłożeniu napięcia stałego do elektrod metalowych, między którymi umieszczony jest kryształ, obserwuje się wzrost wykładniczy natężenia światła ze wzrostem napięcia, przy czym charakterystyki te zależą od rodzaju metalu użytego na elektrody. Świecenie występuje zawsze w obszarze przykatomowym.

Przy zmiennym napięciu występują impulsy światła z częstością dwukrotną w stosunku do zmian napięcia i przesunięte w fazie (rys. 7). Szerokość impulsów nie ulega zmianie dla częstości w granicach 60—6000 c/s, średnie natężenie światła natomiast rośnie liniowo z częstością. Wielkość impulsów zależy od rodzaju elektrod, przy czym każdy impuls jest charakterystyczny dla elektrody, która staje się w czasie cyklu ujemną. Przy zwiększaniu napięcia powyżej pewnego napięcia krytycznego, występują impulsy w fazie z napięciem (rys. 7, krzywa c) o znacznie większym natężeniu. Wartość napięcia progowego jest zależna od rodzaju elektrod i wzrasta przy użyciu metalu o większej pracy wyjścia. Dla wyjaśnienia obserwowanych zjawisk Piper i Williams zakładają istnienie w kryształach na obu elektrodach barier wychwytyjących elektrony. Zmienne napięcie napełnia i opróżnia obie warstwy na przemian. Jeśli pole lokalne w barierze jest dostatecznie duże, to elektrony mogą być wyciągane z nisko leżących poziomów i przyspieszane do energii wystarczających do pobudzenia w zderzeniach jonów aktywatora. Powyżej pewnego napięcia progowego mogą ponadto wchodzić do kryształu elektrony z elektrod przez tunelowe przenikanie bariery przyelektrodowej. Otrzymujemy wtedy impulsy zgodne w fazie z napięciem. Interpretacji podanej przez Pipera i Williamsa nie można uważać za dostateczną, zwłaszcza że nie wyjaśnia ona efektu przy stałym napięciu. Autorzy zapowiadają dalsze prace zarówno doświadczalne, jak i teoretyczne.



Rys. 7. Oscylogram napięcia (a) i impulsów światła (b i c) kryształu ZnS

W badaniach elektroluminescencji fosforów siarczkowych ZnS zaobserwowano ciekawe zjawisko analogiczne do uczulania fosforów pobudzanych optycznie. H. C. Froelich [15] stwierdził, że fosfory ZnS : Mn nie wykazują elektroluminescencji, po wprowadzeniu do nich natomiast drugiego aktywatora Cu, który w kryształach ZnS : Cu powoduje elektroluminescencję w dziedzinie czerwonej, występuje w nich bardzo silna elektroluminescencja, przy czym emisja przypada w pasmie 5850 Å, charakterystycznym dla fosforów aktywowanych Mn w emisji optycznej.



Rys. 8. Rozkład widmowy elektroluminescencji fosforów proszkowych ZnS : Cu, Pb w zawiesinie w masie plastycznej

w dziedzinie oświetlenia. Wykorzystano zjawisko świecenia fosforów proszkowych pod wpływem przyłożonego pola elektrycznego do konstruowania nowych typów źródeł światła o dużej powierzchni świecącej (E. Payne [16, 17], S. W a y m o u t h [19, 20] i inni [18, 21]). Lampy elektroluminescencyjne mają kształt kondensatora płaskiego, w którym

Widmo charakterystyczne dla Cu jest prawie całkowicie zniesione z wyjątkiem przypadków o małym stężeniu manganu, gdzie występują obok siebie pasma charakterystyczne Mn i Cu. Efekt uczulający występuje w szerokim zakresie względnych i absolutnych stężeń Mn i Cu, optimum uzyskuje się dla 0,7% Mn i 0,04% Cu przy częstotliwości 60 c/s.

W tym wypadku, podobnie jak w fosforach uczulanych na emisję przy pobudzeniu optycznym, absorpcja energii z pola elektrycznego powstaje dzięki obecności centrów Cu, natomiast emisja pochodzi od aktywatora pierwotnego Mn. Mechanizm przekazywania energii z jednych centrów do drugich nie jest znany.

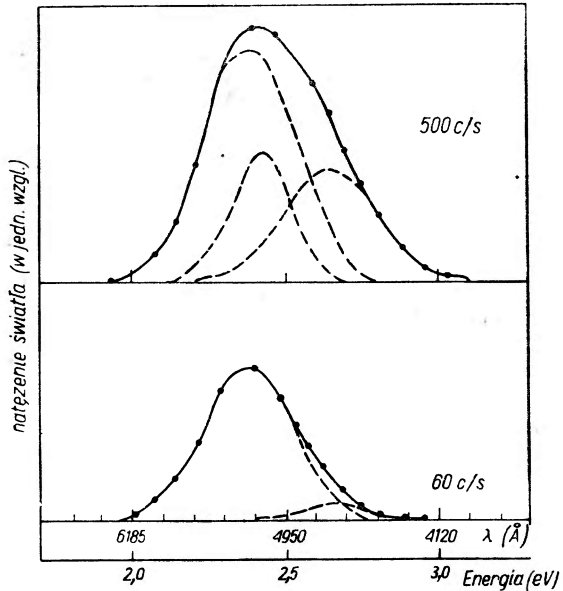
Wyniki omawianych prac dotyczących elektroluminescencji znalazły natychmiastowe zastosowania praktyczne

folię dielektryka, zawierającą zawieszinę odpowiedniego fosforu, umieszcza się między dwiema okładkami przewodzącymi, połączonymi ze źródłem napięcia. Jedna z okładek wykonana jest ze szkła przewodzącego dla umożliwienia wykorzystania dużej powierzchni świecącej, druga zaś — z napyłonego metalu, przeważnie aluminium.

Zbadano wielką liczbę fosforów w celu zastosowania w tych lampach, jednak tylko nieliczne dają dobre wyniki. Najkorzystniejsze warunki otrzymano dla fosforów ZnS i ZnS, Se, aktywowanych miedzią i ołowiem, przy koncentracji molowej 0,1% Cu i 10^{-3} % Pb. Ilość fosforu w masie plastycznej wynosi około 50%. Jako masy plastyczne stosuje się nitrocelulozę, syntetyczne plastyki (lucyt, polistyren), a nawet oleje. Przy wprowadzeniu do fosforów różnych domieszek, w szczególności chlorku cynku i manganu, udaje się zmieniać barwę świecenia w szerokich granicach, a przy mieszanii fosforów o różnym rozkładzie widmowym emisji można uzyskać folie świecące światłem białym.

Na rys. 8 zestawione są rozkłady widmowe emisji trzech różnych fosforów. Widma emisyjne złożone są z tych samych trzech pasm, których maksima przypadają przy 2,7, 2,4 i 2,15 eV. Różnice występują jedynie w natężeniu poszczególnych pasm. Ciekawe jest, że ten sam rozkład widmowy emisji fosforów pierwszego i drugiego otrzymuje się przy pobudzeniu nadfioletem 3650 Å, lecz stosunek natężeń pasma zielonego do niebieskiego jest wówczas mniejszy. Rys. 9 przedstawia wyniki pomiarów rozkładu widmowego emisji jednego z luminoforów przy dwóch różnych częstościach zmian pola elektrycznego. Stosunek natężeń pasm zielonego i niebieskiego jest przy 60 c/s 10 : 1, zaś przy 500 c/s wynosi 2 : 1.

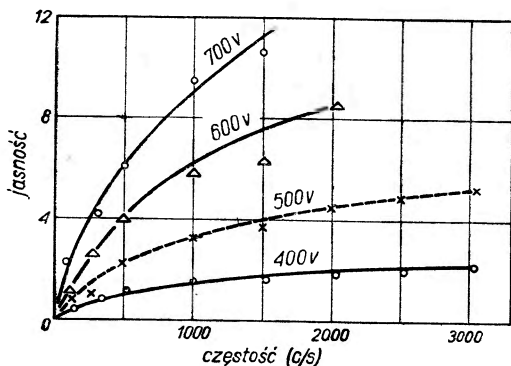
Rys. 10 przedstawia zmiany jasności powierzchniowej lampy elektroluminescencyjnej w funkcji częstości pola elektrycznego i napięcia. Ponieważ przy ładowaniu i rozładowaniu kondensatora, jaki stanowi tego



Rys. 9. Zależność rozkładu widmowego elektroluminescencji fosforów proszkowych od częstości

rodzaju lampy, występują oddzielne impulsy światła, należałoby oczekiwać proporcjonalnego wzrostu jasności źródła światła z częstotliwością. Zależność ta przebiega jednak inaczej, dążąc do nasycenia. Jedynie w obrębie niektórych pasm widmowych obserwuje się proporcjonalność.

Na rys. 11 wykreślona jest zależność natężenia pasm zielonego i niebieskiego w funkcji częstotliwości pola pobudzającego. Natężenie pasma niebieskiego rośnie proporcjonalnie do częstotliwości, natomiast zielone pasmo przestaje wzrastać już przy 1000 c/s. Fakt ten może być wytłumaczony



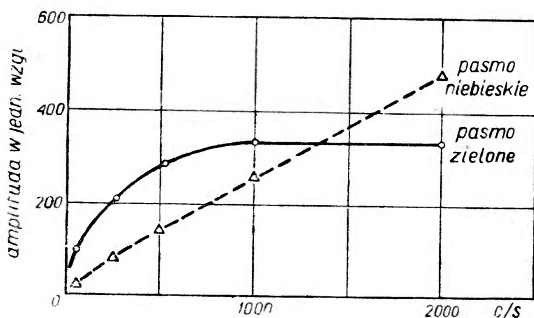
Rys. 10. Zależność jasności od napięcia i częstotliwości prądu

zmienia się przypadkowa barwa lampy. Na przykład lampy, które są zielone przy 60 c/s, emitują światło bładniebieskie przy 1000 c/s. Odnosnie do wydajności i trwałości nowych źródeł światła opartych na zjawisku elektroluminescencji można podać za Weymouthem i Lowry (19, 20, 21) następujące dane: średnia wydajność lampy wynosi 3 lm/wat przy normalnej pracy, to znaczy przy 600V, 2W 60 c/s. Przy 600 c/s i 600V osiąga się jasność powierzchniową źródła 150 stopolambertów, przy 60 cyklach 120V jasność wynosi 0,2 — 0,3 stopolambertów. Lampy elektroluminescencyjne stanowią zatem źródła

o niskiej jasności powierzchniowej, istnieje jednak wiele zastosowań, w których tego typu źródło światła jest bardzo pożyteczne, zwłaszcza w ze-

tylko przy założeniu, że czas potrzebny do aktywacji centrów odpowiedzialnych za występowanie zielonego pasma jest rzędu 10^{-3} sek., natomiast czas aktywacji centrów niebieskich jest znacznie krótszy. W ten sposób w każdym cyklu może być pobudzona ta sama ilość centrów niebieskich i emisja całkowita jest proporcjonalna do liczby cykli w sekundzie.

Zjawisko opisane powoduje, że ze zmianą częstotliwości



Rys. 11. Zmiana amplitudy impulsów światła w obrębie różnych pasm w funkcji częstotliwości pola elektrycznego

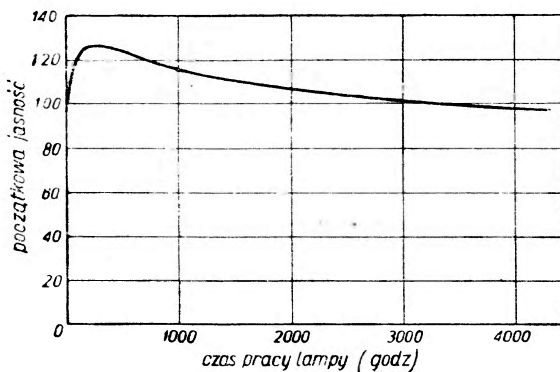
stawieniu z innymi zaletami lamp, jak duża powierzchnia użytkowa lampy przy płaskim kształcie. Obecnie produkowane są lampy o wymiarach od kilku cm^2 do $90 \times 180 \text{ cm}$, mające zastosowanie do wytwarzania świecących tarcz zegarów, urządzeń sygnalizacyjnych oraz oświetlenia nocnego wnętrz. Dodatkową zaletą lamp elektroluminescencyjnych jest duża ich trwałość, sięgająca kilku tysięcy godzin przy niewielkim zmniejszeniu jasności początkowej. Na rys. 12 podano przykładowo krzywą trwałości. Również niewielkim zmianom ulega jasność powierzchniowa lampy w funkcji temperatury w granicach od -60 do $+120^\circ\text{C}$.

W szczególności lampy elektroluminescencyjne górują nad fluorescencyjnymi ze względu na możliwość uniknięcia skomplikowanej technologii próżniowej przy wytwarzaniu oraz brak wielu czynników wpływających niekorzystnie na trwałość lamp fluorescencyjnych, jak żarzenie katody, bombardowanie jonami i inne.

Najczęstszymi przyczyna-

mi zniszczenia lampy elektroluminescencyjnej mogą być: przebicie warstwy dielektrycznej, przenikanie wilgoci do warstwy świecącej oraz zmniejszenie jasności wskutek skupiania się zawiesiny proszku luminoforu w większe grupki. Występowaniu tych wad można w nietrudny sposób zapobiec.

Na podstawie przedstawionego w niniejszym artykule przeglądu prac dotyczących badań elektroluminescencji możemy stwierdzić, że wnoszą one nowy materiał do badań półprzewodników, a jednocześnie, mimo że wyniki ich nie są jeszcze kompletne, prowadzą już w chwili obecnej do ważnych zastosowań technicznych.



Rys. 12. Krzywa przedstawiająca zmianę jasności lampy elektroluminescencyjnej w funkcji czasu pracy

Literatura

1. L. Sosnowski, *Postępy Fizyki*, **4**, 53 (1953).
2. J. R. Haynes, H. B. Briggs, *Phys. Rev.* **86**, 647 (1952).
3. J. B. Gunn, *Proc. Phys. Soc. B.* **66**, 330 (1953).
4. O. W. Łosiew, *Phil. Mag.* **6**, 1024 (1928).
5. O. W. Łosiew, *Phys. Zsch.* **32**, 695 (1931).
6. K. Lehovec, C. Accardo, E. Jamgohian, *Phys. Rev.* **82**, 330 (1951).

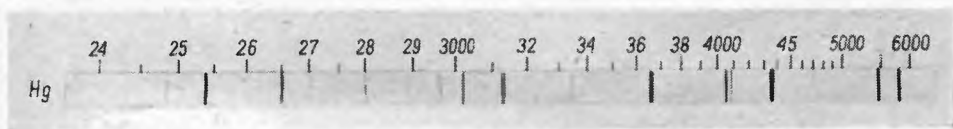
7. K. Lehovec, C. Accardo, E. Jamgohian, *Phys. Rev.* **83**, 603 (1951).
8. " " " " " " **89**, 20 (1953).
9. G. Szigeti, praca nieopublikowana.
10. G. Busch, *Helvetica Phys. Acta*, **10**, 167 (1946).
11. G. Szigeti-Nagy, *Nature*, **160**, 641 (1947).
12. G. Destriau, *Phil. Mag.* **38**, 721 (1947).
13. W. Piper, E. Williams, *Phys. Rev.* **87**, 151 (1952).
14. W. Piper, E. Williams, *Phys. Rev.* **86**, 659 (1952).
15. H. C. Froelich, *JOSA*, **43**, 320 (1953).
16. E. C. Payne i współpracownicy, *Illum. Eng.*, **45**, 688 (1950).
17. " " " " " " *Sylvania Technologist*, **4**, 2 (1951).
18. C. W. Jerome, W. C. Gungle, *Journ. of Electrochem. Soc.*, **100**, 34 (1953).
19. J. F. Waymouth, *Journ. of Electrochem. Soc.*, **100**, 81 (1953).
20. J. F. Waymouth i współpracownicy, *Sylvania Technologist*, **5**, 54 (1952).
21. E. F. Lowry, *Physics Today*, **6**, 4 (1953) nr 7.

Kazimierz Rosiński

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Warszawskiego

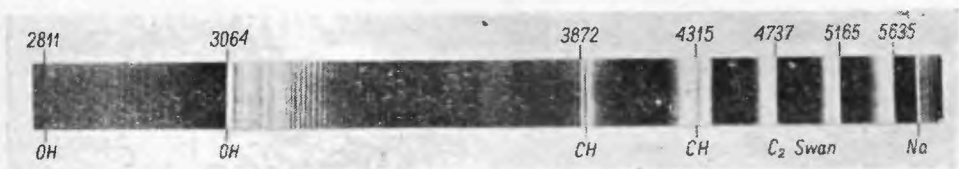
Nowsze badania widm absorpcyjnych złożonych cząsteczek

Jak wiadomo, doświadczalne badania optycznych widm atomów doprowadziły do zbudowania teorii (mowa o mechanice kwantowej), która tłumaczyła zupełnie zadowalająco powstawanie znanych już widm [1], a nawet pozwalała, przynajmniej w zasadzie, przewidywać widma jeszcze



Rys. 1a. Widmo atomowe rtęci

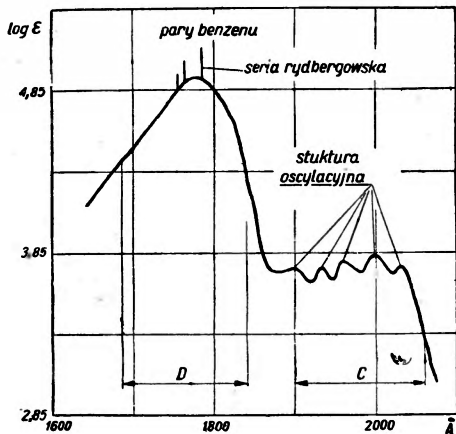
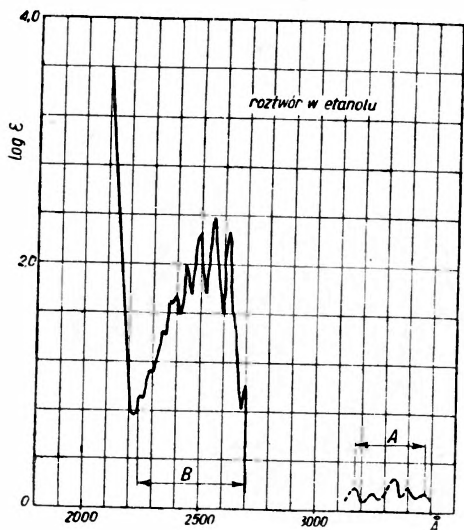
nie zbadane. Podobnie ma się rzecz w przypadku niektórych cząsteczek 2 i 3-atomowych. Natomiast nie mamy jeszcze dotychczas zadowalającej teorii widm cząsteczek złożonych*. Tłumaczy się to prawdopodobnie



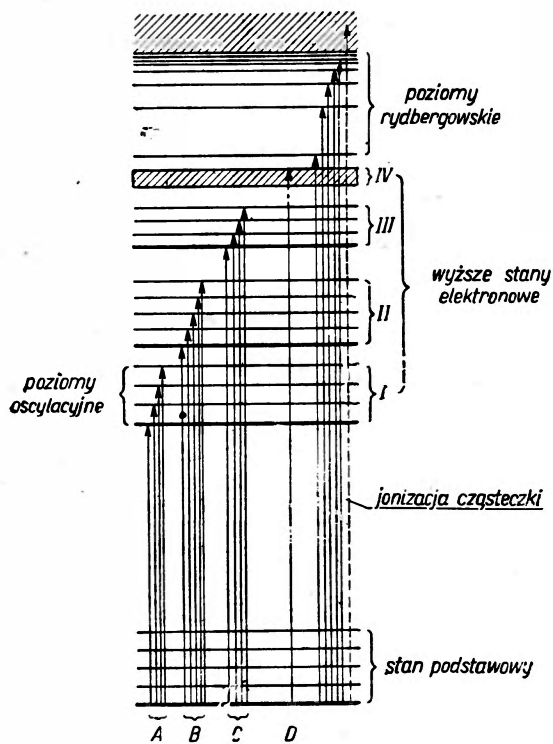
Rys. 1b. Widma prostych cząsteczek obserwowane w płomieniu palnika Bunsena. Prążki w niektórych obszarach zlewają się dając wrażenie szerokich pasm ciągłych

szczególnymi warunkami, w jakich dokonywano badania tych widm. Mia-
nowicie wobec podjęcia pracy nad widmami cząsteczek złożonych dopiero
po doprowadzeniu do pozytywnego wyniku badań dotyczących się widm
atomowych, a więc wtedy, kiedy mechanika kwantowa odniosła już pełny
sukces, wydawało się rzeczą zupełnie naturalną przejść od razu do badań

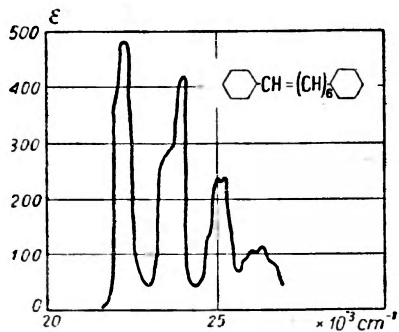
* W dalszym ciągu ograniczymy się do cząsteczek związków organicznych aroma-
tycznych, jak np. benzen, antracen i inne, oraz cząsteczek o wiązaniach sprzężonych
— C = C, jak np. polienu.



Rys. 1c. Widmo absorpcji cząsteczki złożonej: związku aromatyczne (benzen)



Rys. 1d. Schemat poziomów energetycznych cząsteczki benzenu wyjaśniający powstawanie poszczególnych pasm absorpcji



Rys. 1e. Widmo absorpcyjne cząsteczki złożonej z wiązaniami sprzężonymi (polienu)

teoretycznych nad tymi cząsteczkami. Tak więc badania interesujących nas tutaj widm cząsteczek nie miały swojego Balmera i Rydberga. Uważano wprost zagadnienie widm cząsteczek za rozszerzenie odpowiedniego problemu z dziedziny atomu. Obecnie widzimy już wyraźnie, że takie potraktowanie problemu nie tylko nie ułatwiło jego rozwiązania, ale przeciwnie — opóźniło je. Zauważmy tutaj, że widma złożonych cząsteczek różnią się dość istotnie od widm atomowych, jak to widać na rys. 1. Okazało się, że dokładne rozwiązanie równań mechaniki kwantowej, opisujących cząsteczkę, napotyka na nieprzewyciężone trudności [2]. Trzeba było wówczas stosować metody przybliżonego rozwiązania tych równań. Następnie należało porównać otrzymane rozwiązania z wynikami doświadczalnymi. Tutaj powstała nowa trudność, którą niech zilustruje zrobione dla benzenu zestawienie (tabl. I) wyników teorii z wartościami eksperymentalnymi. Należy podkreślić, że benzen jest cząsteczką, której widmo zostało dotychczas najlepiej opracowane. W pierwszej kolumnie z lewej strony tej tabelki podany jest symbol stanu cząsteczki, opisujący

Tablica I

Elektronowe poziomy energetyczne benzenu obliczone i znalezione doświadczalnie (struktura oscylacyjna nieuwzględniona)

Stan	A. S. M. O. <i>a</i>	A. S. M. O. + oddział. konfiguracyjne <i>b</i>	A. S. M. O. + oddz. konf. (wszystkie całki) <i>c</i>	Wiązanie walencyjne <i>d</i>	Obs. <i>e</i>	A. S. M. O. G. M. i Sklar <i>f</i>
¹ A _{1g}	0	0	0	0	0	0
¹ A _{2g}	11,1	—	12,5	—	—	—
¹ B _{1u}	7,3	4,5	9,0	—	—	5,8
¹ B _{2u}	5,9	2,0	4,4	4,7	4,9	5,0
¹ E _{1u}	9,8	6,2	9,9	7,9	7,0	8,0
¹ E _{2g}	10,9	—	7,7	6,6	6,2	—
³ A _{1g}	13,6	—	14,9	—	—	—
³ A _{2g}	11,1	—	11,8	—	—	—
³ B _{1u}	3,1	—	4,1	—	3,8	1,5
³ B _{2u}	5,8	—	8,2	—	—	3,0
³ E _{1u}	4,4	—	4,7	—	—	2,2
³ E _{2g}	8,3	—	6,4	—	—	—

a Metoda antysymetryzowanych iloczynów orbit molekularnych (w przybliżeniu LCAO), C. C. J. Roothaan, R. G. Parr, J. Chem. Phys. 17, 1001 (1949).

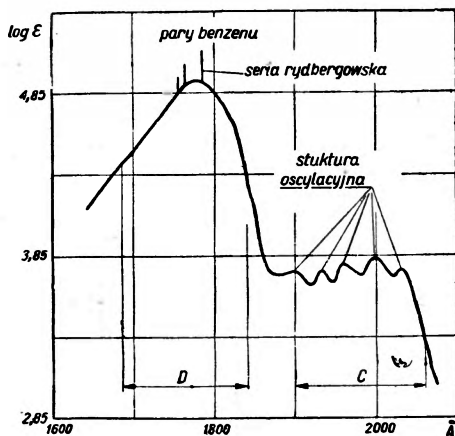
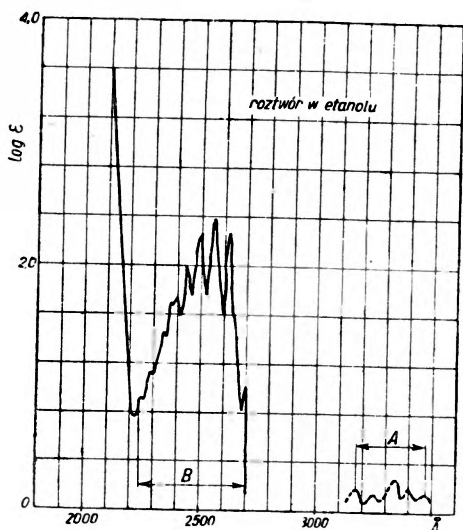
b C. W. L. Bevan, D. P. Craig, nie opublikowane

c R. G. Parr, D. P. Craig, I. G. Ross, J. Chem. Phys. 18, 1561 (1950).

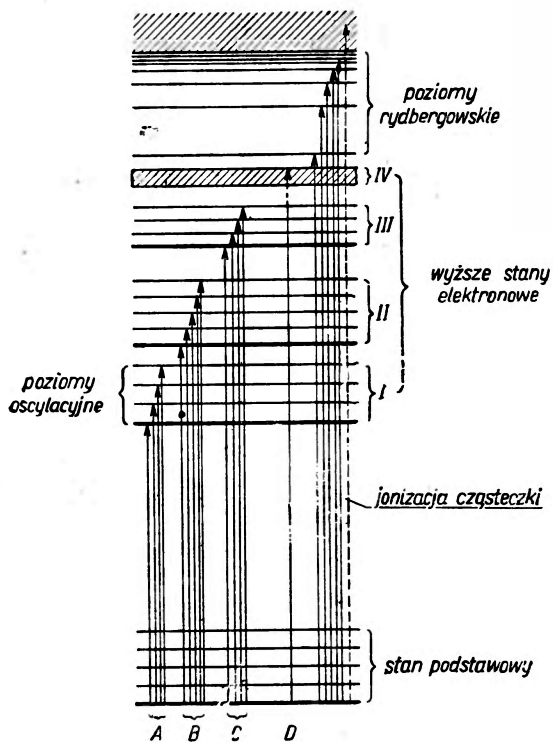
d D. P. Craig, Proc. Roy. Soc. 200, 401 (195).

e H. Sponer, G. Nordheim, A. L. Sklar, E. Teller, J. Chem. Phys. 7, 207 (1939).

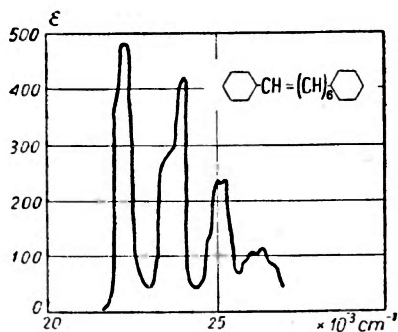
f M. Goepfert-Mayer, A. L. Sklar, J. Chem. Phys. 6, 645 (1938).



Rys. 1c. Widmo absorpcji cząsteczki złożonej: związki aromatyczne (benzen)



Rys. 1d. Schemat poziomów energetycznych cząsteczki benzenu wyjaśniający powstawanie poszczególnych pasm absorpcji



Rys. 1e. Widmo absorpcyjne cząsteczki złożonej z wiązaniami sprzężzonymi (polieny)

teoretycznych nad tymi cząsteczkami. Tak więc badania interesujących nas tutaj widm cząsteczek nie miały swojego Balmera i Rydberga. Uważano wprost zagadnienie widm cząsteczek za rozszerzenie odpowiedniego problemu z dziedziny atomu. Obecnie widzimy już wyraźnie, że takie potraktowanie problemu nie tylko nie ułatwiło jego rozwiązania, ale przeciwnie — opóźniło je. Zauważmy tutaj, że widma złożonych cząsteczek różnią się dość istotnie od widm atomowych, jak to widać na rys. 1. Okazało się, że dokładne rozwiązanie równań mechaniki kwantowej, opisujących cząsteczkę, napotyka na nieprzewyciężone trudności [2]. Trzeba było wówczas stosować metody przybliżonego rozwiązania tych równań. Następnie należało porównać otrzymane rozwiązania z wynikami doświadczalnymi. Tutaj powstała nowa trudność, którą niech zilustruje zrobione dla benzenu zestawienie (tabl. I) wyników teorii z wartościami eksperymentalnymi. Należy podkreślić, że benzen jest cząsteczką, której widmo zostało dotychczas najlepiej opracowane. W pierwszej kolumnie z lewej strony tej tabelki podany jest symbol stanu cząsteczki, opisujący

Tablica I

Elektronowe poziomy energetyczne benzenu obliczone i znalezione doświadczalnie (struktura oscylacyjna nieuwzględniona)

Stan	A. S. M. O. a	A. S. M. O. + oddział. konfiguracyjne b	A. S. M. O. + oddz. konf. (wszystkie całki) c	Wiązanie walencyjne d	Obs. e	A. S. M. O. G. M. i Sklar f
¹ A _{1g}	0	0	0	0	0	0
¹ A _{2g}	11,1	—	12,5	—	—	—
¹ B _{1u}	7,3	4,5	9,0	—	—	5,8
¹ B _{2u}	5,9	2,0	4,4	4,7	4,9	5,0
¹ E _{1u}	9,8	6,2	9,9	7,9	7,0	8,0
¹ E _{2g}	10,9	—	7,7	6,6	6,2	—
³ A _{1g}	13,6	—	14,9	—	—	—
³ A _{2g}	11,1	—	11,8	—	—	—
³ B _{1u}	3,1	—	4,1	—	3,8	1,5
³ B _{2u}	5,8	—	8,2	—	—	3,0
³ E _{1u}	4,4	—	4,7	—	—	2,2
³ E _{2g}	8,3	—	6,4	—	—	—

a Metoda antysymetryzowanych iloczynów orbit molekularnych (w przybliżeniu LCAO), C. C. J. Roothaan, R. G. Parr, J. Chem. Phys. **17**, 1001 (1949).

b C. W. L. Bevan, D. P. Craig, nie opublikowane

c R. G. Parr, D. P. Craig, I. G. Ross, J. Chem. Phys. **18**, 1561 (1950).

d D. P. Craig, Proc. Roy. Soc. **200**, 401 (195).

e H. Sponer, G. Nordheim, A. L. Sklar, E. Teller, J. Chem. Phys. **7**, 207 (1939).

f M. Goepfert-Mayer, A. L. Sklar, J. Chem. Phys. **6**, 645 (1938).

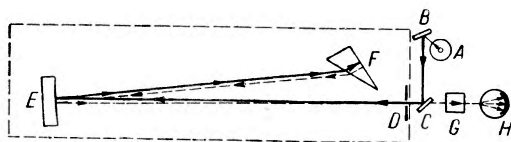
jego symetrię *. Jak widać z tego zestawienia, rozbieżności są dość znaczne, a co najważniejsze — przyporządkowanie wyników teoretycznych wynikom doświadczalnym jest niepewne [4] (dotyczy to zwłaszcza stanu trypletowego) [4a].

Można zaryzykować twierdzenie, że teoretycy, obliczywszy pewne poziomy energetyczne cząsteczek, nie bardzo wiedzą, co właściwie obliczyli. Trudności te prawie nie istnieją w teorii widm atomowych, gdyż poprzedziły ją wieloletnie badania doświadczalne, w wyniku których uzyskano piękne uporządkowanie materiału doświadczalnego i powiązanie go prawami empirycznymi.

W tej sytuacji nastąpiło w ciągu kilku ostatnich lat odrodzenie się doświadczalnego nurtu badania widm cząsteczek **. Przystąpiono do systematycznego gromadzenia materiału doświadczalnego, jego klasyfikacji i ustalenia praw empirycznych. Rozszerzono badania na dziedzinę nadfioletu próżniowego. Ta niedawno zapoczątkowana praca powinna wytyczyć dalszy kierunek badań teoretycznych oraz ułatwić porównanie teorii z doświadczeniem.

Nowe metody badań

Sledząc w ciągu ostatnich lat rozwój metod doświadczalnych badania widm absorpcyjnych dostrzegamy stałe wypieranie klasycznych metod fotograficznych, posługujących się spektrografami, przez nowoczesne metody fotoelektryczne. Metody fotograficzne są jeszcze niekiedy stosowane w specjalnych przypadkach, jak np. tam, gdzie mamy do czynienia ze strukturą subtelną widm. Poza tymi specjalnymi przypadkami metody



Rys. 2. Schemat układu optycznego spektrofotometru Beckmana: H — fotokomórka lub fotopowielacz elektronowy, A — źródło światła

fotograficzne okazały się zbyt powolne, uciążliwe i niedokładne. Coraz to szersze zastosowanie znajdują spektrofotometry fotoelektryczne względnie spektrografy, w których detektorem promieniowania są fotokomórki lub fotopowielacze elektronowe. Na szczególną uwagę zasługują przyrządy uniwersalne, pozwalające badać zarówno widma absorpcji, jak i emisji. Rys. 2 podaje schemat jednego z bardziej rozpowszechnionych spektrofotometrów, mianowicie spektrofotometru typu Beckmana [5], umożliwiającego pomiary w obszarze 220 do 950 m μ . Osobny rozdział stanowi metodyka pomiarów w dalekim nadfiolecie (1000–2000 Å) [6].

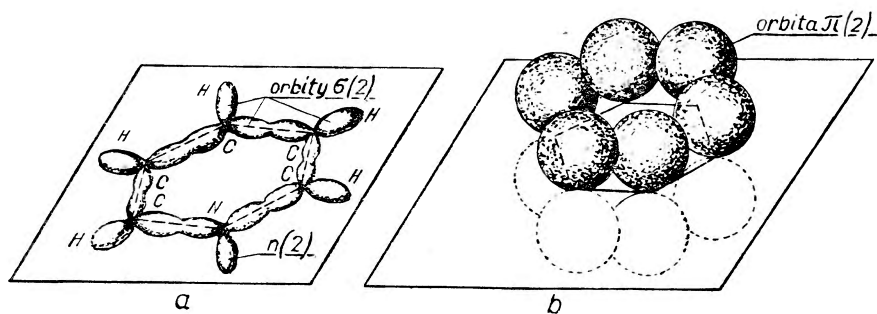
* Znakowanie stanów, wg np. М. В. Волькенштейн, М. А. Ельяшевич, В. И. Степанов, Колебания молекул, том I. М.-Л1949.

** Ścisłe biorąc nie są to badania wyłącznie doświadczalne. Istotną rolę kierowniczą odgrywają tu pojęcia i prawa mechaniki kwantowej.

Ograniczymy się na tym miejscu jedynie do stwierdzenia ogromnego postępu, jakiego dokonano w badaniach w tej dziedzinie widma. Zasługują jeszcze na uwagę nowe źródła światła i nowe metody pobudzania cząsteczek, pozwalające wzbudzić cząsteczkę nie niszcząc jej. Należy tu wymienić technikę lamp błyskowych i katody pierścieniowej oraz technikę promieni cząsteczkowych.

Typy widm

Podobnie jak elektrony atomowe rozdziela się z punktu widzenia zjawisk optycznych na wewnętrzne (zamknięte powłoki elektronowe) i zewnętrzne, zwane też optycznymi (lub nieściśle walencyjnymi), tak i w cząsteczkach wyróżniamy obok wewnętrznych powłok elektronowych i elektronów σ tzw. elektrony π i n , słabiej związane z cząsteczką [7]. Elektrony π występują, jak wiadomo, w cząsteczkach nienasyconych



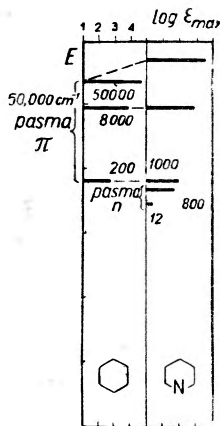
Rys. 3. Postać i rozmieszczenie orbit σ , π i n . W celu uzyskania większej przejrzystości rysunku orbita π pokazana jest osobno. 2 pozostałe orbity π pominięto. W nawiasie podana jest liczba elektronów znajdujących się na danej orbicie

związków organicznych (z wiązaniem podwójnym bądź z wiązaniami sprzężonymi) i związków aromatycznych. Elektrony n (*nonbonding* albo *lone pair*) występują tylko przy atomach różnych od atomów C i H [8], a więc np. O, N (hetero-atomy). Elektrony π są już dawno znane [9] i o ich właściwościach nie będziemy tu mówić ograniczając temat do elektronów n . Różnica pomiędzy elektronami π i n w płaskim układzie wiązań polega przede wszystkim na różnicy symetrii ich orbit* (uzasadnienie tego podane będzie dalej). Przykład tego daje rys. 3 wskazujący, że orbita elektronu π ** leży całkowicie poza płaszczyzną cząsteczki, gdy tymczasem orbita elektronu n przypada w znacznej części w tej płaszczyźnie; widoczna

* Orbitą elektronu nazywa się tutaj cały obszar przestrzeni, w którym znany jest rozkład prawdopodobieństwa znalezienia elektronu w danym miejscu (tzw. chmura ładunku).

** Orbita typu π (obsadzona przez elektrony π) powstaje dzięki uwspólnieniu w cząsteczce elektronów, które zajmowały pierwotnie w atomach rozdzielonych orbity np_z ($p_z \rightarrow \pi$).

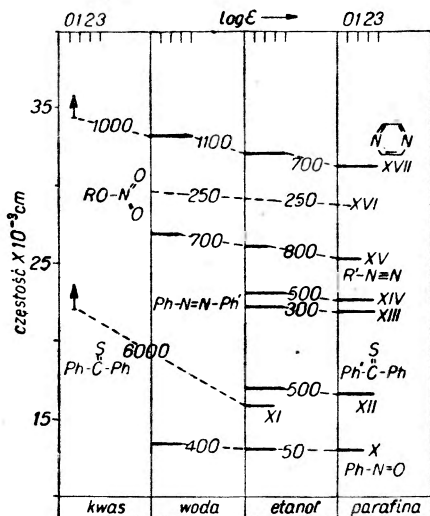
jest także różnica symetrii tych orbit. Różnica ta jest analogiczna do tej, jaką wykazują elektrony s i p w powłokach atomów. Na tym samym rysunku zaznaczona jest delokalizacja elektronu π na obszar całego pierścienia, gdy tymczasem elektron n jest zlokalizowany w sąsiedztwie atomu azotu. Elektrony wewnętrzne i elektrony σ są w dziedzinie bliskiego nadfioletu (od $\sim 2000 \text{ \AA}$ do $\sim 4000 \text{ \AA}$) i widzialnej spektroskopowo obojętne, podobnie jak elektrony zamkniętych powłok atomu.



Rys. 4. Pasma n w widmie absorpcji pirydyny

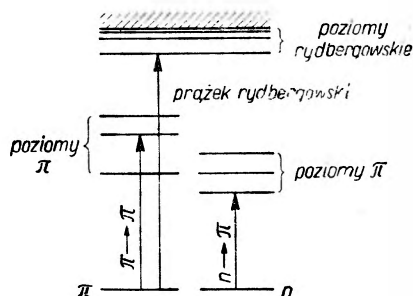
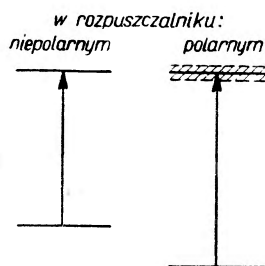
Istnienie w cząsteczce elektronów optycznych typu n stanowi wniosek z analizy rozporządzalnego materiału doświadczalnego, nagromadzonego na przestrzeni ostatnich lat. Mianowicie zauważono, że jeżeli w pewnej cząsteczce zastąpimy izoelektronowo grupę CH przez atom N albo CH_2 przez O , to pojawia się równocześnie jedno lub kilka nowych słabych pasm absorpcji (rys. 4). Pasma takie pochodzą prawdopodobnie z przeskoku elektronu, który w grupie CH był elektronem σ , tutaj zaś stał się elektronem n .

Za takim obrazem zjawiska przemawia jeszcze to, że nowe pasmo rozpatrywane w homologicznym szeregu cząsteczek, przesuwa się — w porównaniu z pasmami odpowiadającymi elektronom π — stosunkowo nieznacznie w kierunku fal dłuższych (o ile przechodzimy do cząsteczek większych). Tak właśnie powinno się dziać, jeśli nasz pogląd na tę sprawę jest słuszny. Mianowicie energia elektronu na orbicie n , która — jak wiemy — jest zlokalizowana w określonej części cząsteczki, nie zależy praktycznie biorąc od wielkości cząsteczki. Tymczasem energia elektronu znajdującego się na orbicie π zmienia się szybko w miarę powiększania cząsteczki, zdążając do wartości odpowiadającej „metalicznemu” modelowi Fermiego dla grafitu.



Rys. 5. Pasma n w rozpuszczalnikach bardziej polarnych ulegają przesunięciu w kierunku fal krótkich, a w rozpuszczalnikach kwaśnych zanikają

Również i inne zjawiska wskazują na słusność rozróżniania pomiędzy elektronami π i n . Ograniczymy się w dalszym ciągu do omówienia dwóch interesujących zjawisk: jednym z nich jest znaczne przesunięcie pasma typu n w kierunku fal krótkich ze wzrostem polarności rozpuszczalnika [10] (*blue-shift*), drugim zaś zanikanie tych pasm w roztworach kwaśnych (rys. 5). Położenie pasm π słabo zależy od polarności rozpuszczalnika, a obserwowane przesunięcie zachodzi na ogół raczej w kierunku przeciwnym. Niezwykle silne przesunięcie pasma n , a słabe — pasma π łatwo tłumaczy się na gruncie przyjętego wyżej modelu dla elektronów n i π .



Rys. 6. Przesunięcie i rozmycie poziomów energetycznych związane ze zmianą polarności rozpuszczalnika

Rys. 6a. Poziome energetyczne cząsteczki złożonej i odpowiadające im typy pasm absorpcyjnych

Elektrony n jako zlokalizowane stają się silniej związane w roztworach bardziej polarnych wskutek silniejszego oddziaływania na nie cząsteczek rozpuszczalnika (rys. 6), za czym przemawia także i silniejsze rozmywanie się w takich roztworach struktury oscylacyjnej pasm n w porównaniu z pasmami π . Wreszcie znikanie pasma n w roztworach kwaśnych związane jest widocznie z przyłączeniem protonu, a co za tym idzie — z przejściem elektronu n w elektron σ , który jest — jak wiadomo — optycznie nieczynny.

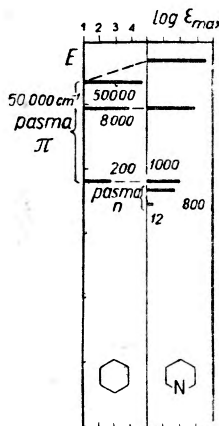
Powyżej naszkicowany podział elektronów w cząsteczce ilustruje zestawienie w tabl. II i rys. 6a.

Tablica II

Grupy elektronów w atomie i cząsteczce

Poziomy	Atom	Cząsteczka	Wiązanie
Wewnętrzne	Wewnętrzne powłoki	Wewnętrzne powłoki, σ	silne
Optyczne	$ns, np, itd.$	n, π	słabe
Nieobsadzone	$(n+1) s, (n+1) p, \dots$ $ms, mp, itd. (m \text{ duże})$	π nieobsadzone, poziome rydbergowskie	—

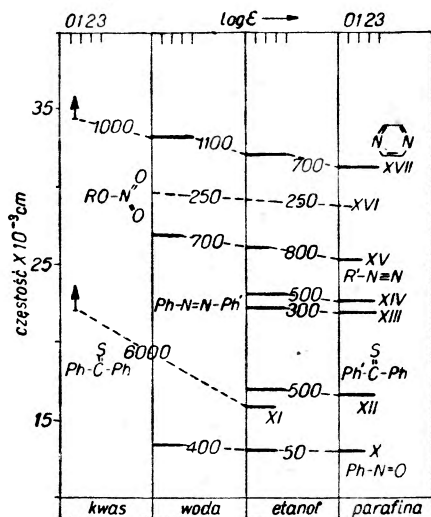
jest także różnica symetrii tych orbit. Różnica ta jest analogiczna do tej, jaką wykazują elektrony s i p w powłokach atomów. Na tym samym rysunku zaznaczona jest delokalizacja elektronu π na obszar całego pierścienia, gdy tymczasem elektron n jest zlokalizowany w sąsiedztwie atomu azotu. Elektrony wewnętrzne i elektrony σ są w dziedzinie bliskiego nadfioletu (od $\sim 2000 \text{ \AA}$ do $\sim 4000 \text{ \AA}$) i widzialnej spektroskopowo obojętne, podobnie jak elektrony zamkniętych powłok atomu.



Rys. 4. Pasma n w widmie absorpcji pirydyny

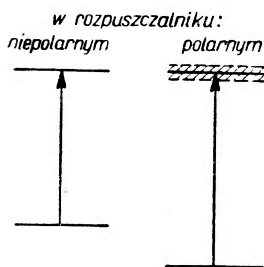
Istnienie w cząsteczce elektronów optycznych typu n stanowi wniosek z analizy rozporządzalnego materiału doświadczalnego, nagromadzonego na przestrzeni ostatnich lat. Mianowicie zauważono, że jeżeli w pewnej cząsteczce zastąpimy izoelektronowo grupę CH przez atom N albo CH_2 przez O, to pojawia się równocześnie jedno lub kilka nowych słabych pasm absorpcji (rys. 4). Pasma takie pochodzą prawdopodobnie z przeskoku elektronu, który w grupie CH był elektronem σ , tutaj zaś stał się elektronem n .

Za takim obrazem zjawiska przemawia jeszcze to, że nowe pasmo rozpatrywane w homologicznym szeregu cząsteczek, przesuwa się — w porównaniu z pasmami odpowiadającymi elektronom π — stosunkowo nieznacznie w kierunku fal dłuższych (o ile przechodzimy do cząsteczek większych). Tak właśnie powinno się dziać, jeśli nasz pogląd na tę sprawę jest słuszny. Mianowicie energia elektronu na orbicie n , która — jak wiemy — jest zlokalizowana w określonej części cząsteczki, nie zależy praktycznie biorąc od wielkości cząsteczki. Tymczasem energia elektronu znajdującego się na orbicie π zmienia się szybko w miarę powiększania cząsteczki, zdążając do wartości odpowiadającej „metalicznemu” modelowi Fermiego dla grafitu.

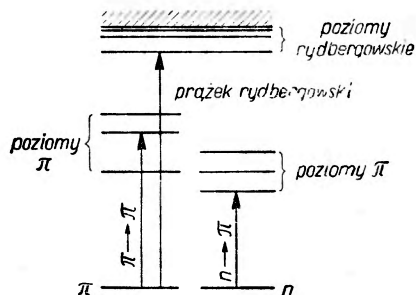


Rys. 5. Pasma n w rozpuszczalnikach bardziej polarnych ulegają przesunięciu w kierunku fal krótkich, a w rozpuszczalnikach kwaśnych zanikają

Również i inne zjawiska wskazują na słusność rozróżniania pomiędzy elektronami π i n . Ograniczymy się w dalszym ciągu do omówienia dwóch interesujących zjawisk: jednym z nich jest znaczne przesunięcie pasma typu n w kierunku fal krótkich ze wzrostem polarności rozpuszczalnika [10] (*blue-shift*), drugim zaś zanikanie tych pasm w roztworach kwaśnych (rys. 5). Położenie pasm π słabo zależy od polarności rozpuszczalnika, a obserwowane przesunięcie zachodzi na ogół raczej w kierunku przeciwnym. Niezwykle silne przesunięcie pasma n , a słabe — pasma π łatwo tłumaczy się na gruncie przyjętego wyżej modelu dla elektronów n i π .



Rys. 6. Przesunięcie i rozmycie poziomów energetycznych związane ze zmianą polarności rozpuszczalnika



Rys. 6a. Poziome energetyczne cząsteczki złożonej i odpowiadające im typy pasm absorpcyjnych

Elektrony n jako zlokalizowane stają się silniej związane w roztworach bardziej polarnych wskutek silniejszego oddziaływania na nie cząsteczek rozpuszczalnika (rys. 6), za czym przemawia także i silniejsze rozmywanie się w takich roztworach struktury oscylacyjnej pasm n w porównaniu z pasmami π . Wreszcie znikanie pasma n w roztworach kwaśnych związane jest widocznie z przyłączeniem protonu, a co za tym idzie — z przejściem elektronu n w elektron σ , który jest — jak wiadomo — optycznie nieczynny.

Powyżej naszkicowany podział elektronów w cząsteczce ilustruje zestawienie w tabl. II i rys. 6a.

Tablica II

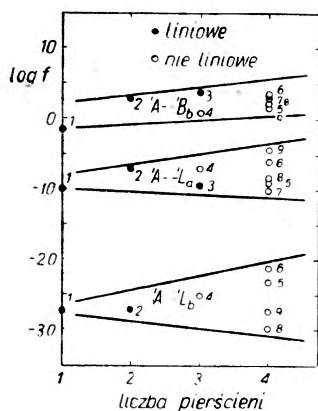
Grupy elektronów w atomie i cząsteczce

Poziomy	Atom	Cząsteczka	Wiązanie
Wewnętrzne	Wewnętrzne powłoki	Wewnętrzne powłoki, σ	silne
Optyczne	ns , np , itd.	n , π	słabe
Nieobsadzone	$(n+1) s$, $(n+1) p$, ... ms , mp , itd. (m duże)	π nieobsadzone, poziomy rydbergowski	—

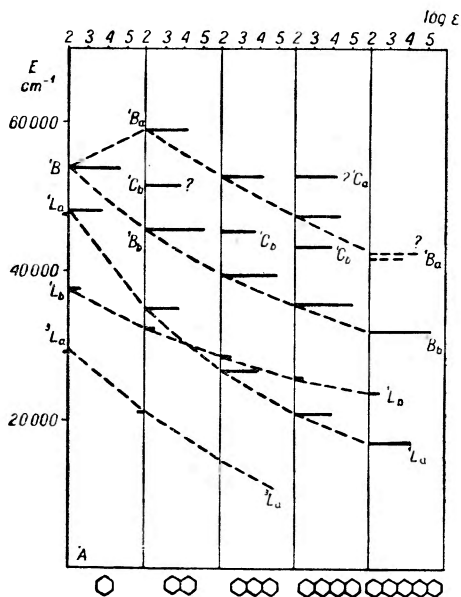
Podział widm ze względu na wielkość absorpcji

Kiedy porównujemy widma absorpcji różnych związków a także poszczególne grupy pasm absorpcji jakiegoś jednego związku, narzuca się nam natychmiast olbrzymia rozpiętość natężeń tych widm*. Dość powiedzieć, że współczynniki absorpcji w skrajnym przypadku pozostają w stosunku $1 : 10^{10}$! Na przykład na rys. 1 mamy dla pasm absorpcji benzenu stosunek $E_1 : E_2 : E_3 : E_4 = 50\,000 : 6000 : 200 : 4 \cdot 10^{-4}$ [11, 12, 13].

Jak słabe jest ostatnie z rozpatrywanych pasm, świadczy to, że trzeba aż 10 cm warstwy czystego benzenu, by stało się ono mierzalne, a uwidocznienie go na wykresie wymaga przesadnego powiększenia skali wykresu (pasmo A na rys. 1c). Dodajmy, że to tak słabe pasmo jest maskowane przez nakładające się na nie pasmo sąsiednie, co znacznie utrudnia badania. Przeto często zastępujemy badanie absorpcji przez pomiary



Rys. 7. Stałość natężeń w obrębie pasm absorpcji danego typu. Związki: 1) benzen, 2) naftalen, 3) antracen, 4) fenantren, 5) 3, 4-benzfenantren, 6) trójfenylen, 7) naftacen, 8) 1, 2-benznaftacen, 9) chryzen



Rys. 7a. Przesuwanie się poziomów jednokowego typu w homologicznym szeregu związków

emisji z interesującego nas poziomu. Pomiar czasu życia cząsteczki w stanie, do którego przeprowadza ją akt absorpcji, pozwala oszacować wartość współczynnika absorpcji [14].

Okazuje się dalej, że pasma absorpcji różnych cząsteczek można podzielić na wyraźne grupy, różniące się wartością współczynnika absorpcji.

* Za miarę natężenia widma absorpcji będziemy uważać współczynnik absorpcji.

Pokazuje to rys. 7 w przypadku poliacenów [15]. Między grupami tymi nie obserwujemy ciągłego przejścia. Poza tym pasma należące do jednej grupy wykazują także podobieństwo innych cech, jak np. systematyczne przesuwanie się w pewnym kierunku przy przejściu od związku do związku w szeregu homologicznym (rys. 7a). Przytoczone wyżej fakty wskazują wyraźnie na to, że absorpcja złożonych cząsteczek organicznych podlega określonym regułom wyboru. W przypadkach interesujących nas tutaj wyróżnia się zazwyczaj 4 reguły wyboru:

- 1) reguła wyboru ze względu na zmianę spinu (zmiana krotności stanu),
- 2) „ „ „ „ „ nakładanie się orbit (zmiana położenia elektronu),
- 3) „ „ „ „ „ zmianę pędu elektronu,
- 4) „ „ „ „ „ parzystość stanu.

Działanie poszczególnych reguł wyboru opisuje się zwykle ilościowo przez podanie siły oscylatora * proporcjonalnej do prawdopodobieństwa odpowiedniego aktu absorpcji w przypadku absorpcji wzbronionej właśnie przez daną regułę wyboru. Jeżeli więc f_d oznacza siłę oscylatora dla absorpcji całkowicie dozwolonej, to na siłę oscylatora w jakimś dowolnym przypadku mamy wyrażenie:

$$F = f_s f_n f_e f_p f_d,$$

gdzie f_s , f_n , f_e i f_p stanowią siłę oscylatora, uwarunkowaną odpowiednio przez wymienione wyżej poszczególne reguły wyboru. Dla ilustracji podane są niżej szacunkowo wartości współczynników f dla związków aromatycznych:

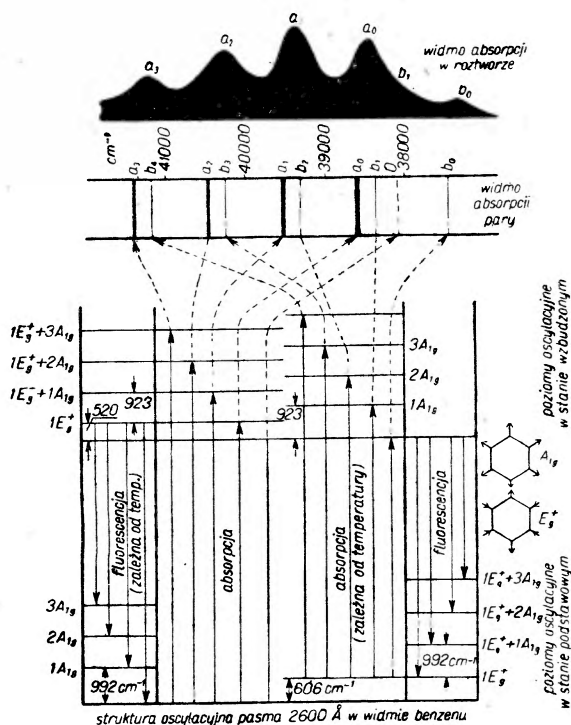
- f_s 10^{-5} (w cząsteczce występują jedynie atomy z I bądź II wiersza układu periodycznego),
- f_n 10^{-2} (hetero-atomy z II wiersza układu periodycznego),
- f_e $10^{-1} \div 10^{-2}$,
- f_p 10^{-1} .

W cząsteczkach organicznych f_s odpowiada absorpcji interkombinacyjnej [14], przeprowadzającej cząsteczkę zazwyczaj ze stanu singuletowego do stanu trypletowego. To, że ten ostatni stan jest istotnie trypletowym, stwierdzono badając właściwości magnetyczne ciał emitujących światło odpowiadające absorpcji interkombinacyjnej [16]. D. S. M c C l u r e [17, 18] stwierdził, że wartość f_s jest określona przez najcięższy atom cząsteczki. Okazało się przy tym, że f_s szybko rośnie ze wzrostem masy rozpatrywanych atomów. Sytuacja jest tu podobna do tej, jaką mamy w przypadku

* Siła oscylatora oznacza, jak wiadomo, ten ułamek elektronów optycznych przypadających na atom lub cząsteczkę, któremu w analogii klasycznej atomu czy cząsteczki jako oscylatora liniowego odpowiadałaby ta sama absorpcja.

absorpcji interkombinacyjnej w atomach; nawet wartości liczbowe odpowiadają w pierwszym przybliżeniu tym, które znajdujemy dla atomów. Te ostatnie fakty stanowią jeszcze jeden argument przemawiający za koncepcją zdelokalizowanego elektronu π .

Współczynnik f_n stanowi odpowiednik reguły wyboru znanej dla atomów; w myśl tej reguły uprzywilejowana zostaje absorpcja, której odpowiadają małe zmiany głównej liczby kwantowej. W przypadku cząsteczek reguła ta stosuje się głównie do elektronów n , których zlokalizowane orbity mieszczą się w innym obszarze aniżeli orbity π . Stąd absorpcja



Rys. 8. Absorpcja w pasmie benzenu 2600 Å staje się dozwolona wskutek równoczesnego wzbudzenia oscylacji typu E_g^+ (606 cm^{-1} w stanie podstawowym, a 520 cm^{-1} w stanie wzbudzonym)

w pasmach n , odpowiadających przejściu elektronu z orbity n na orbitę π , jest zasadniczo wzbroniona (ściślej: słabo dozwolona) ze względu na niewielkie nakładanie się tych orbit. Mielibyśmy tutaj zatem do czynienia z czymś w rodzaju reguły Francka-Condon dla elektronu. Reguła ta w zastosowaniu do elektronu stanowiłaby zakaz dla tych przejść, które wiązałyby się ze znaczną zmianą położenia albo pędu elektronu [7].

Współczynnik f_e stanowi znów odpowiednik reguły wyboru, w myśl której wzbronione są przejścia typu $s-f$ lub $s-h$, które zasadniczo ze względu na parzystość powinny być dozwolone, jednak są wzbronione wskutek znacznej zmiany pędu [7].

Wreszcie współczynnik f_p stanowi odpowiednik reguły Laporte'a dopuszczającej jedynie przejścia pomiędzy poziomami o różnej parzystości. Oczywiście ta reguła wyboru stosuje się jedynie do cząsteczek o symetrii środkowej, a przy tym szczególnie sztywnych. Ale nawet i tutaj należy ona do najsłabszych spośród reguł wyboru przynajmniej w temperaturze pokojowej, a to z racji oscylacji termicznych, które niszczą symetrię.

Wykrycie natury zakazu, któremu podlega jakaś absorpcja, nie jest na ogół zadaniem łatwym. Rys. 8 pokazuje, jak dzięki analizie struktury oscylacyjnej pasma absorpcji benzenu ($\lambda = 2600 \text{ \AA}$) udało się wykazać, że chodzi tu o zakaz ze względu na zmianę pędu (analogicznie do zakazu $S \rightarrow S, P \rightarrow P$ w widmach atomowych). Absorpcja ta staje się słabo dozwolona dzięki oscylacjom deformacyjnym [19].

Inne cechy widm absorpcyjnych

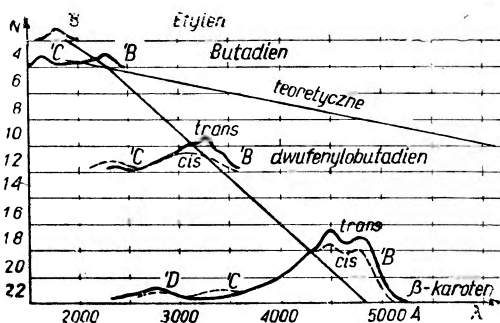
Ważną cechą widm, ułatwiającą ich klasyfikację, jest wyrazistość i postać struktury oscylacyjnej pasm. Struktura oscylacyjna odpowiadających sobie w różnych związkach pasm jest zadziwiająco podobna [15]. Jako przykład można przytoczyć podobieństwo struktury oscylacyjnej przejść interkombinacyjnych [20, 21].

Na zakończenie należy jeszcze wspomnieć o polaryzacji przeskoku elektronowego, odpowiadającego danemu pasmu absorpcji. Niekiedy w celu opisania zjawiska absorpcji i emisji światła zadowolamy się klasycznym modelem cząsteczki jako oscylatora liniowego, będącego najczęściej dipolem. Otóż kierunek tego elementarnego dipola daje właśnie polaryzację przeskoku elektronowego odpowiadającego absorpcji. Polaryzacja absorpcji jest znana, niestety, tylko w nielicznych przypadkach; danych o niej dostarcza badanie widm polaryzacyjnych fotoluminescencji [22] (zależność stopnia polaryzacji fluorescencji od długości fali światła pobudzającego), na tej drodze otrzymujemy jednak tylko dane o względnym położeniu poszczególnych oscylatorów w cząsteczce. Pewnych danych o położeniu tych oscylatorów w stosunku do cząsteczki dostarcza nam badanie zmian współczynnika absorpcji w zależności od położenia wprowadzanych do cząsteczki rodników* [23a, 23]. W ten sposób stwierdzono na przykład, że kierunki oscylatorów absorpcji w antracenie są zgodne z podłużną i poprzeczną osią cząsteczki.

* Można także otrzymać te dane badając absorpcję i luminescencję monokryształów w świetle spolaryzowanym.

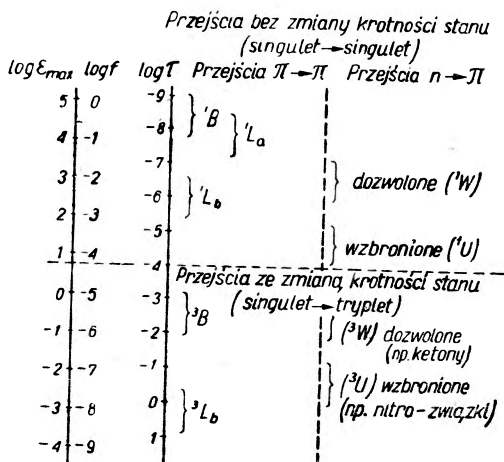
Metoda klasyfikacji widm absorpcyjnych

Jest rzeczą oczywistą, że każda z dotychczas wymienionych cech widm absorpcji może służyć za podstawę ich klasyfikacji. Największe znaczenie ma pod tym względem natężenie widm absorpcji, stanowiąc jednoznaczną charakterystykę empiryczną wymienionych widm. Jak już widzieliśmy



Rys. 9. Ewolucja widma absorpcji w homologicznym szeregu cząsteczek (polienu)

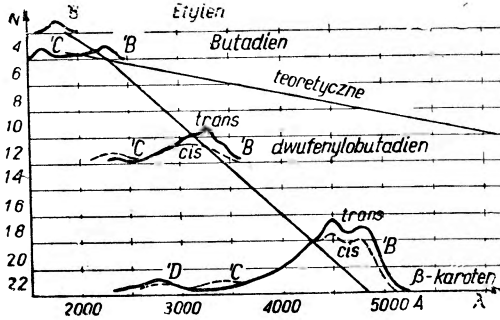
poprzednio, interpretacja kwantowa obserwowanych natężeń jest na ogół trudna. Rolę pomocniczą może odegrać tutaj badanie struktury oscylacyjnej oraz polaryzacji. Na ogół jednak te cechy nie wystarczają, by uzyskać możliwie pełną klasyfikację widm. Wyrazem zasadniczej zmiany, jaka dokonała się ostatnio w dziedzinie badania widm cząsteczek, a co za tym idzie — stanów energetycznych cząsteczek, jest śledzenie zmian zachodzących w widmie pod wpływem silnych zaburzeń. Metoda ta przypomina posługiwanie się efektem Zeemana i Starka przy przeprowadzaniu klasyfikacji widm atomowych. Należy dodać, że zaburzenia potrzebne w przypadku cząsteczek muszą być zgoła niezwykle. Wynika to z tego, że znaczna szerokość struktury oscylacyjnej widm (na ogół mamy do czynienia z fazą skondensowaną) wskazuje na konieczność bardzo silnych zaburzeń, jeżeli chcemy otrzymać efekt obserwowalny. Zaburzenia te powinny przeto być rzędu sił wewnątrzcząsteczkowych, a już przynajmniej rzędu oddziaływań międzycząsteczkowych. A więc zaburzenia, o których mowa, stanowiąc będzie bądź oddziaływanie rozpuszczalnika, bądź oddziaływanie grupy atomów (rodnika), wprowadzonej jako podstawnik, bądź też wreszcie przejście od



Rys. 10. Szacunkowe wartości współczynnika absorpcji, siły oscylatora i czasu życia w stanie wzbudzonym dla różnych typów widm

Metoda klasyfikacji widm absorpcyjnych

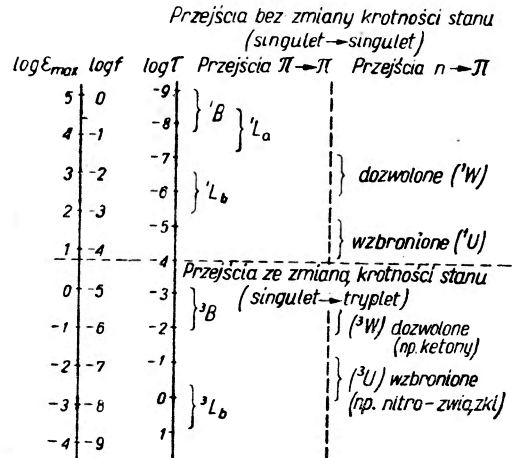
Jest rzeczą oczywistą, że każda z dotychczas wymienionych cech widm absorpcji może służyć za podstawę ich klasyfikacji. Największe znaczenie ma pod tym względem natężenie widm absorpcji, stanowiąc jednoznaczny charakterystykę empiryczną wymienionych widm. Jak już widzieliśmy poprzednio, interpretacja



Rys. 9. Ewolucja widma absorpcji w homologicznym szeregu cząsteczek (polieny)

kwantowa obserwowanych natężeń jest na ogół trudna. Rolę pomocniczą może odegrać tutaj badanie struktury oscylacyjnej oraz polaryzacji. Na ogół jednak te cechy nie wystarczają, by uzyskać możliwie pełną klasyfikację widm. Wyrazem zasadniczej zmiany, jaka dokonała się ostatnio w dziedzinie badania widm cząsteczek, a co za

tym idzie — stanów energetycznych cząsteczek, jest śledzenie zmian zachodzących w widmie pod wpływem silnych zaburzeń. Metoda ta przypomina posługiwanie się efektem Zeemana i Starka przy przeprowadzaniu klasyfikacji widm atomowych. Należy dodać, że zaburzenia potrzebne w przypadku cząsteczek muszą być zgoła niezwykle. Wynika to z tego, że znaczna szerokość struktury oscylacyjnej widm (na ogół mamy do czynienia z fazą skondensowaną) wskazuje na konieczność bardzo silnych zaburzeń, jeżeli chcemy otrzymać efekt obserwowalny. Zaburzenia te powinny przeto być rzędu sił wewnątrzcząsteczkowych, a już przynajmniej rzędu oddziaływań międzycząsteczkowych. A więc zaburzenia, o których mowa, stanowiąc będzie bądź oddziaływanie rozpuszczalnika, bądź oddziaływanie grupy atomów (rodnika), wprowadzonej jako podstawnik, bądź też wreszcie przejście od



Rys. 10. Szacunkowe wartości współczynnika absorpcji, siły oscylatora i czasu życia w stanie wzbudzonym dla różnych typów widm

oddziaływanie rozpuszczalnika, bądź oddziaływanie grupy atomów (rodnika), wprowadzonej jako podstawnik, bądź też wreszcie przejście od

danej cząsteczki do takiej, która należy wraz z daną do jednego szeregu homologicznego. Wyniki doświadczalne dla ostatniego z wyliczonych przypadków podaje rys. 9.

Rys. 10 stanowi pełne zestawienie klasyfikacji widm absorpcyjnych wraz z oznaczeniami proponowanymi przez J. R. Platta.

Na zakończenie niniejszego artykułu należy zaznaczyć, że opisane w nim metody badania widm cząsteczek już są częściowo stosowane, jednak niektóre z nich stanowią na razie wyraz programu badawczego i należy sądzić, że dopiero po kilku latach można będzie ocenić ich przydatność. Ważne jest to, że został uczyniony zasadniczy krok w kierunku ostatecznego wyświetlenia zagadnienia widm cząsteczek.

Literatura

1. E. W. Szpolski, *Fizyka Atomowa*, Warszawa 1953.
2. H. Eyring, J. Walter, G. E. Kimball, *Quantum Chemistry*, 1946 (także po rosyjsku).
3. R. G. Parr, D. P. Craig, I. C. Ross, *J. Chem. Phys.* **18**, 1561 (1950).
4. C. C. J. Roothaan, R. S. Mulliken, *J. Chem. Phys.*, **16**, 118 (1948).
- 4a. C. Reid, *J. Chem. Phys.* **20**, 1214 (1952).
5. H. H. Cary, A. O. Beckman, *J. O. S. A.*, **31**, 682 (1941).
6. J. R. Platt, H. B. Klevens, *Rev. Mod. Phys.*, **16**, 182 (1944).
7. J. R. Platt, *J. O. S. A.*, **43**, 252 (1953).
8. J. R. Platt, *J. Chem. Phys.* **19**, 101 (1949).
9. C. A. Coulson, *Valence*, 1952.
10. H. McConnell, *J. Chem. Phys.*, **20**, 700 (1952).
11. W. V. Mayncord, E. M. F. Roe, *Proc Roy. Soc. A*, **152**, 306 (1935).
12. T. Romand, B. Vodar, *C. R.*, **233**, 930 (1951).
13. H. Shull, *J. Chem. Phys.*, **17**, 245 (1949).
14. E. H. Gilmore, G. E. Gibson, D. S. McClure, *J. Chem. Phys.*, **20** 829 (1952).
15. H. B. Klevens, J. R. Platt, *J. Chem. Phys.*, **17**, 470 (1949).
16. G. N. Lewis, N. Calvin, N. Kasha, *J. Chem. Phys.*, **17**, 804 (1949).
17. D. S. McClure, *J. Chem. Phys.* **17**, 905 (1949).
18. M. Kasha, *J. Chem. Phys.*, **20**, 71 (1952).
19. E. J. Bowen, *Chemical Aspects of Light*, 1949.
20. G. N. Lewis, N. Kasha, *J. Am. Chem. Soc.*, **67**, 904 (1945).
21. M. Kasha, R. V. Nauman, *J. Chem. Phys.*, **17**, 516 (1949).
22. В. Л. Левшин, *Фотолюминесценция жидких и твердых веществ*, М-Л 1951.
23. P. Pesteil, *C. R.*, **235**, 1384 (1952).
- 23a. Н. Д. Жевандров, *ДАН*, **74**, 25 (1950)

Janina Szwacka
Instytut Fizyki PAN

Badanie promieniotwórczości naturalnej skał metodą klisz fotograficznych

Wstęp

Pierwiastki promieniotwórcze są w minimalnych ilościach rozpo-
wszechnione w całym otaczającym nas świecie. Znajdują się one w ska-
łach, w glebie, w wodzie, w powietrzu, wchodzą w skład organizmów roś-
linnych i zwierzęcych. Pierwiastki promieniotwórcze obok promieni kos-
micznych są częściowo odpowiedzialne za jonizację dolnych warstw
atmosfery. Na ogół nie zdajemy sobie sprawy z tego, że stale jesteśmy
wystawieni na silniejsze lub słabsze działanie promieniowania, którego
źródłem są ciała promieniotwórcze, stanowiące bardzo drobne zanieczy-
szczenia wszystkich otaczających nas przedmiotów.

Te właśnie drobne ilości uranu, toru, które stanowią zanieczyszczenia
wszystkich skał wchodzących w skład skorupy ziemskiej, są głównie od-
powiedzialne za aktywność tych skał. Średnio gram skały zawiera około
 $3 \cdot 10^{-6}$ gramów uranu i $6 \cdot 10^{-6}$ gramów toru.

Poza uranem i torem oraz ich pochodnymi istnieje w przyrodzie jeszcze
wiele innych pierwiastków promieniotwórczych. Niektóre z nich podaje
tabela I, według F. C o w a n a [1].

Tabela I

Pierwiastek	Stosunek izotopowy w %	Okres połowi- cznego zaniku w latach	Rodzaj promieniowania
$^{14}_6\text{C}$	zmienny	5·600	β
$^{40}_{19}\text{K}$	0,0119	$1,3 \cdot 10^9$	β i γ
$^{87}_{37}\text{Rb}$	27,85	$6-8 \cdot 10^{10}$	β i γ -?
$^{38}_{57}\text{La}$	0,089	$2 \cdot 10^{11}$	positron-? i γ
$^{147}_{62}\text{Sm}$	15,1	10^{12}	α
$^{176}_{71}\text{Lu}$	2,60	$2,4 \cdot 10^{10}$	β (33%) i γ (67%)
$^{187}_{75}\text{Re}$	62,9	$4 \cdot 10^{12}$	β

Badania promieniotwórczości naturalnej skał metodą klisz fotograficznych prowadzone są obecnie prawie we wszystkich krajach. W Polsce badania te zapoczątkował prof. S. Pięńkowski.

Zaczernianie kliszy fotograficznej przez ciała promieniotwórcze jest zjawiskiem znanym od dawna i zaobserwowanym po raz pierwszy przez Becquerela w r. 1896; metoda ta była jednak na tyle niedoskonała, że nie nadawała się do szczegółowego badania słabych źródeł promieniotwórczych, do jakich należą różne skały. Dopiero wyprodukowanie emulsji specjalnych do badań jądrowych pozwoliło na zastosowanie metody klisz fotograficznych w badaniach promieniotwórczości naturalnej skał. Jądrowa emulsja fotograficzna pozwala rejestrować każdą poszczególną cząstkę naładowaną, wysyłąną przez radiopierwiastek, i według Piccio [2] daje czułość około 100 000 razy większą w stosunku do metody pomiaru zaczernienia. Do badania promieniotwórczości skał używa się najczęściej emulsji jądrowej Ilforda C2, zdolnej do rejestrowania torów cząstek α o grubości 50μ , ponieważ metoda ta polega głównie na rejestracji torów cząstek α wysyłąnych przez pierwiastki promieniotwórcze zawarte w skale. Tor cząstki α w emulsji jest ciągły, prawie prosty, dobrze widoczny, określonej długości, zawartej w granicach 15—50 μ . Długość toru wysyłąnej cząstki α zależy od wielkości energii charakterystycznej dla danego jądra.

Cząstki β przedstawiają większe trudności przy obserwacji na kliszach fotograficznych, gdyż tory ich są krótkie, mocno pokrzywione i niezupełnie ciągłe, składające się z pojedynczych ziaren.

Zastosowanie emulsji jądrowej do badania promieniotwórczości skał pozwala osiągnąć następujące korzyści:

1. Wyeliminowanie torów cząstek pochodzących z promieni kosmicznych przez możliwość odróżnienia torów różnych typów cząstek.
2. Ilościowe określenie aktywności źródeł bardzo słabych przez możliwość liczenia indywidualnych cząstek α , wysyłąnych w ciągu pewnego okresu czasu.
3. Możliwość odróżnienia cząstek α pochodzących od różnych radiopierwiastków na podstawie długości obserwowanych torów i wobec tego rozpoznania pierwiastków rodziny toru od rodziny uranu.
4. Dokładną lokalizację w badanej próbce skały źródeł radioaktywnych o wymiarach mikroskopowych.

Powierzchnie szlifowane

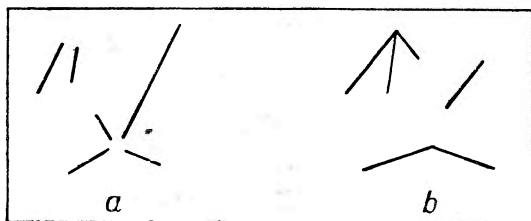
Najprostszą i najczęściej stosowaną metodą w badaniach promieniotwórczości skał jest metoda powierzchni szlifowanych.

Na próbkę skały o gładko szlifowanej powierzchni wielkości 8—15 cm² kładzie się kliszę jądrową tak, aby możliwie ściśle przylegała do po-

wierzchni, jednak nie za mocno, aby nie spowodować uszkodzenia emulsji. Kliszę taką ekspozycja się około 2—6 tygodni, zależnie od tego, z jak silnym źródłem spodziewamy się mieć do czynienia. Po ukończonej ekspozycji kliszę wywołuje się i utrwala według przepisów stosowanych dla klisz jądrowych. Po wywołaniu i utrwaleniu klisza jest przezroczysta o lekkim zielonawożółtym zabarwieniu. Następnie umieszcza się kliszę na stoliku krzyżowym mikroskopu i przegląda systematycznie pole za polem, używając powiększenia około 200—300 razy. Liczy się liczbę obserwowanych torów cząstek a w każdym polu widzenia, zapisując współrzędne (odczytania podziałek dwóch śrub mikrometrycznych). Po przejrzaniu całej powierzchni kliszy, która była w bezpośrednim kontakcie z powierzchnią badanej próbki skały, dodaje się liczbę wszystkich zaobserwowanych torów cząstek a i znając czas ekspozycji wylicza się liczbę torów a przypadającą na jeden cm^2 powierzchni skały na sekundę. Należy w rachunku uwzględnić tzw. „tło kliszy“. Zarówno szkło, jak i sama emulsja pomimo zachowania wszelkich przepisów ostrożności i czystości zawierają jednak bardzo drobne zanieczyszczenia promieniotwórcze, które również dają ślady cząstek a w emulsji.

Tory cząstek a pochodzących od tych zanieczyszczeń, można jednak łatwo wyeliminować z rachunków.

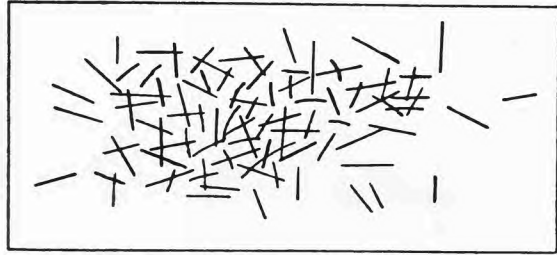
Tory cząstek a pochodzące od zanieczyszczeń szkła będą leżały w głębi przy zetknięciu się samej emulsji ze szkłem; mogą one tworzyć pojedyncze tory lub gwiazdki, których wspólny punkt leży w głębi szkła (rys. 1a). Zanieczyszczenia promieniotwórcze samej emulsji mogą dawać tory leżące całkowicie wewnątrz emulsji w postaci oddzielnych śladów i gwiazdek o wspólnym początku (rys. 1b) jak również i ślady le-



Rys. 1

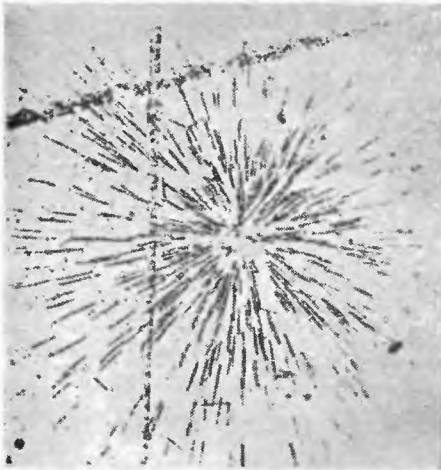
żące na powierzchni emulsji, która była w bezpośrednim kontakcie z powierzchnią badanej próbki. W celu wyeliminowania tych śladów powierzchniowych należy odciąć kawałek tej kliszy, którą kładziemy na powierzchnię badaną. Tę „próbna“ część kliszy przechowujemy oddzielnie i po ekspozycji wywołujemy razem obie części. Po wywołaniu i utrwaleniu przeglądamy próbną część kliszy pod mikroskopem pole za polem i liczymy tory cząstek a znajdujących się na powierzchni emulsji. Obliczamy liczbę torów cząstek a przypadającą na jeden cm^2 powierzchni kliszy nieekspozowanej. Następnie otrzymaną liczbę odejmujemy od liczby torów cząstek a przypadającej na jeden cm^2 powierzchni kliszy

eksponowanej. Przeglądając powierzchnię kliszy jądrowej eksponowanej na powierzchni szlifowanej skały, można zaobserwować różne typy rozkładu torów cząstek α . Niektóre pola widzenia na kliszy mogą nie zawierać wcale lub też kilka torów cząstek α . Dowodzi to, że w tych miejscach próbka badana nie miała większej ilości zanieczyszczeń minerałów promieniotwórczych. W innych miejscach mogą występować zagęszczenia torów cząstek α wynoszące kilkadziesiąt, a nawet kilkaset torów rozrzuconych dość bezładnie na pewnej powierzchni; w tych miejscach powierzchnia skały zawiera domieszki drobnych mikroskopowych kryształków, minerałów promieniotwórczych (rys. 2).

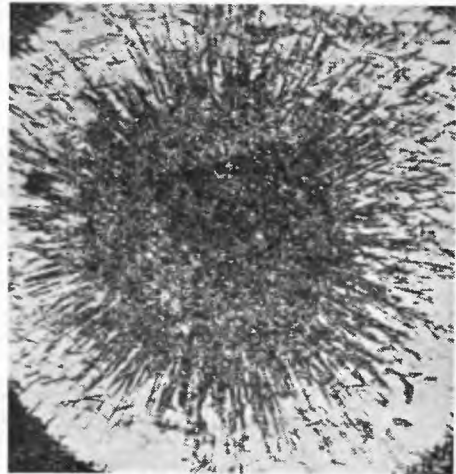


Rys. 2

W innych znowu miejscach zagęszczenia torów cząstek α będą miały charakter centryczny (rys. 3). Świadczy to, że w tym miejscu na powierzchni próbki skały znajduje się drobny pojedynczy kryształek, będący silnym centrum promieniotwórczości. W niektórych przypadkach to cen-



Rys. 3



Rys. 4

trum promieniotwórcze może być tak silne, że liczba torów cząstek α na kliszy staje się niemożliwa do przeliczenia (rys. 4). Należy wtedy zastosować odpowiednio krótszy czas ekspozycji.

Badanie powierzchni szlifowanej daje obraz rozkładu centrów promieniotwórczych na powierzchni danej próbki skały. Można na podstawie przeglądu mikroskopowego, przyjmując pewną skalę, zrobić rodzaj karty topograficznej, przedstawiającej rozkład centrów promieniotwórczych na powierzchni badanej próbki skały.



Rys. 5

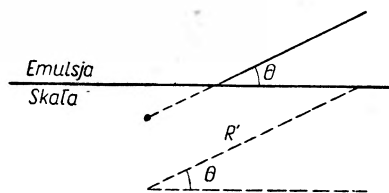
Przykład takiej karty topograficznej przedstawia rys. 5. Na rys. 5 większe zagęszczenie punktów odpowiada większemu zagęszczeniu torów cząstek α na powierzchni kliszy i świadczy o istnieniu w tych miejscach centrów promieniotwórczych, znajdujących się na powierzchni badanej próbki skały.

Obliczenie koncentracji uranu i toru

I. Curie [3] podaje wzór pozwalający obliczyć koncentrację uranu i toru z ilości torów cząstek α zaobserwowanych na kliszy.

Rozpatrujemy zasięg pojedynczej cząstki α (rys. 6).

- zasięg cząstki α w powietrzu w temperaturze 15°C i ciśnieniu 760 mmHg,
- R' — zasięg cząstki α w substancji rozpatrywanej,
- ν — liczba cząstek α wychodzących z jednego cm^2 powierzchni skały.
- n — liczba cząstek α wysyłanych przez jeden cm^3 na sekundę.



Rys. 6

Jeżeli rozpatrujemy cząstki α , których tory tworzą z kliszą kąt θ , liczba cząstek, które się wynurzają z powierzchni, jest proporcjonalna do $R' \sin \theta$. Grubość warstwy skały, z której cząstki α mogą wyjść, jest z drugiej strony proporcjonalna do n .

Całkując na wszystkie możliwe kierunki otrzymujemy

$$\nu = \frac{n}{4} R', \quad (1)$$

czyli że liczba cząstek α , które wychodzą z jednego cm^2 powierzchni, jest równa czwartej części cząstek wysyłanych z warstwy substancji o gru-

bości równej zasięgowi cząstek α w tej substancji albo inaczej — połowie liczby cząstek α , jakie są obserwowane, gdy cząstki α wychodzą z tej warstwy substancji promieniotwórczej i są obserwowane bez absorpcji w kącie 2π .

Zakładamy, że możemy obserwować w emulsji tylko te tory cząstek α , których minimalny zasięg w powietrzu wynosi ϱ cm. Wszystko zachodzi tak, jak gdybyśmy mieli cząstki α o zasięgach $R - \varrho$ w powietrzu,

$$\nu = \frac{n}{4} \frac{R'}{R} (R - \varrho) = \frac{n}{4} \cdot K(R - \varrho). \quad (2)$$

gdzie $K = \frac{R'}{R}$.

Przyjmujemy, że skała zawiera uran i tor w równowadze promieniotwórczej ze swymi pochodnymi, co jednak nie zawsze jest słuszne.

Rodzina uranowo-radowa występuje zawsze razem z rodziną aktywną, która stanowi 4% pierwszej. Rodzina uranowa ma osiem radiopierwiastków, a rodzina aktywna siedem radiopierwiastków wysyłających cząstki α o różnych zasięgach. Rodzina torowa ma sześć radiopierwiastków, jeżeli $\text{Th}(C + C')$ przyjmujemy za jeden pierwiastek, przy czym ThC wysyła 35%, a ThC' 65% liczby cząstek α wysyłanych przez $\text{Th}(C + C')$.

Średni zasięg w cm różnych grup cząstek α w powietrzu w temperaturze 15°
i ciśnieniu 760 mmHg

U I	2,65	AcU	2,82	Th	2,60
U II	3,21	Pa	3,51	RTh	3,98
Io	3,11	RAc	4,72	ThX	4,28
Ra	3,30	AcA'	4,32	Tn	5,00
Rn	4,05	An	5,69	ThA	5,64
RaA	4,66	AcA	6,46	ThC	4,66 (35%)
RaC'	6,91	AcC	5,43	ThC'	8,57 (65%)
Po	3,84				

Przyjmujemy, że $K = \frac{R'}{R}$ jest stałe dla danej substancji.

Dla poszczególnej rodziny w równowadze promieniotwórczej, wysyłającej każda n cząstek α na jeden cm^3 substancji na sekundę, mamy na 1 cm^2 powierzchni i na sekundę emisję N cząstek α

$$N = \frac{n}{4} K \Sigma (R - \varrho). \quad (3)$$

Dla ciała wysyłającego n_U cząstek α uranu I i n_{Th} cząstek α toru na cm^3 i na sek otrzymujemy odpowiednio

$$N_U = \frac{n_U}{4} K[\Sigma(R-8\varrho)] + \frac{n_U}{4} K \cdot \frac{4}{100} [\Sigma(R-7\varrho)], \quad (4)$$

$$N_{Th} = \frac{n_{Th}}{4} K[\Sigma(R-6\varrho)], \quad (5)$$

gdzie ΣR wyrażają sumy zasięgów w powietrzu cząstek α rodzin uranoworadowej, aktynowej i torowej.

Dla Th (C+C') bierzemy średnią złożoną z 0,35 RThC ÷ 0,65 RThC'.

Otrzymujemy

$$\begin{array}{ccc} \Sigma R = 31,7, & \Sigma R = 32,9, & \Sigma R = 28,7 \\ Ra & Ac & Th \end{array}$$

$$N_U = \frac{n_U}{4} K(33 - 8,3\varrho) \quad (6)$$

$$N_{Th} = \frac{n_{Th}}{4} K(28,7 - 6\varrho). \quad (7)$$

Jeden gram U i wysyła na sek $1,2 \cdot 10^4$ cząstek α , a jeden gram Th — $0,4 \cdot 10^4$ cząstek α na sek.

Dla substancji o gęstości d , zawierającej koncentracje C_U uranu i C_{Th} toru, liczba cząstek α wysyłanych przez jeden cm^3 substancji na sekundę wyniesie odpowiednio:

$$n_U = 1,2 \cdot 10^4 \cdot C_U \cdot d, \quad (8)$$

$$n_{Th} = 0,4 \cdot 10^4 C_{Th} \cdot d \quad (9)$$

Liczba N cząstek α wysyłanych przez 1 cm^2 powierzchni na sekundę wyrazi się wzorem

$$N = \frac{1,2 \cdot 10^4}{4} \cdot C_U \cdot d \cdot K(33 - 8,3\varrho) + \frac{0,4 \cdot 10^4}{4} C_{Th} \cdot d \cdot K \cdot (28,7 - 6\varrho)$$

i ostatecznie otrzymujemy:

$$N = 3 \cdot 10^3 \cdot C_U \cdot d \cdot K(33 - 8,3\varrho) + 10^3 \cdot C_{Th} \cdot d \cdot K(28,7 - 6\varrho). \quad (10)$$

Wzór (10) jest słuszny tylko wtedy, kiedy ϱ nie jest większe od zasięgu najkrótszych cząstek α wysyłanych przez radiopierwiastki. Najkrótszy zasięg jest dla toru $R=2,6 \text{ cm}$, a stąd $\varrho < 2,6 \text{ cm}$ jest warunkiem stosowności wzoru (10).

Najczęściej bierze się $\varrho=0,54 \text{ cm}$ dla powietrza w temperaturze 15°C i pod ciśnieniem 760 mmHg , co w emulsji wyniesie 3 mikrony, przyjmując zdolność hamującą emulsji 1800.

Przyczyną błędów we wnioskach z liczenia obserwowanych torów cząstek α jest to, że radiopierwiastki w substancji badanej nie zawsze są w równowadze promieniotwórczej. Stan rzeczywisty odbiega znacznie od równowagi dla większości skał starych formacji geologicznych, które są porowate i wymyte przez wodę. Oczywiście równowaga nie jest zacho-

wana dla skał formacji nowszych. Niektóre substancje tracą częściowo emanacje. W przypadku emanacji Ra (okres 3,8 dni) będzie mniejsza liczba zarejestrowanych w emulsji torów cząstek α Rn, RaA, i RaC', niż by to wynikało ze stanu równowagi. Dla rodziny toru zmniejszenie liczby zarejestrowanych w emulsji torów cząstek α Th, ThA i Th (C+C') będzie nie tak wielkie jak dla rodziny uranu ze względu na mniejszy okres życia emanacji toru (54 sek). Podobnie będzie dla rodziny aktynouranu z powodu jeszcze krótszego okresu życia aktynu.

$$\text{Obliczenie wartości } K = \frac{R'}{R}$$

Prawo Bragg'a - Kleemana [4] mówi, że zdolność hamująca danego atomu S jest proporcjonalna do pierwiastka kwadratowego z jego ciężaru atomowego. G. Bragg i Kleeman zauważyli również, że stosunek S/\sqrt{A} jest w przybliżeniu stały dla wszystkich pierwiastków i że stosuje się do wieloatomowych ciał stałych, dla których zdolność hamująca jest sumą zdolności hamujących poszczególnych atomów składowych.

I. Curie [3] podaje również sposób obliczenia wartości stosunku $K = \frac{R'}{R}$. W tym celu przyjmujemy, że zdolność hamującą równą jedności ma „fikcyjny“ atom powietrza o ciężarze atomowym 14,44. Dla substancji badanej wyliczamy liczbę całkowitą atomów każdego pierwiastka zawartą w jednym cm^3 i ich zdolność hamującą sumaryczną. To samo wyliczamy dla jednego cm^3 powietrza. Stosunek tych dwóch wartości jest odwrotnością liczby K .

Jeden cm^3 powietrza w temperaturze 15°C i pod ciśnieniem 760 mmHg waży $1,23 \cdot 10^{-3}$ gramów, zdolność hamująca każdego atomu jest na mocy definicji równa jedności. Zdolność absorpcyjna powietrza wyrazi się

$$\frac{1,2 \cdot 10^{-3}}{14,44} \cdot N = 0,85 \cdot 10^{-4} \cdot N \quad \text{gdzie } N \text{ liczba Avogadry.}$$

Jeden cm^3 substancji o gęstości d zawiera koncentracje $C_1, C_2, C_3 \dots$ atomów o ciężarach atomowych $A_1, A_2, A_3 \dots$ i zdolnościach hamujących $S_1, S_2, S_3 \dots$. Zdolność absorpcyjna danej substancji wyrazi się

$$\left(\frac{dC_1}{A_1} S_1 + \frac{dC_2}{A_2} S_2 + \frac{dC_3}{A_3} S_3 + \dots \right) N,$$

otrzymujemy więc na wartość K wyrażenie następujące:

$$K = \frac{0,85 \cdot 10^{-4}}{d \cdot \sum \frac{S \cdot C}{A}}$$

Stosunek zawartości toru do uranu

Z równania (10) widać, że aby z liczby obserwowanych torów cząstek α wyznaczyć koncentracje uranu i toru, musimy mieć jeszcze drugą zależność, wyrażającą stosunek zawartości toru do uranu. Średnio biorąc stosunek zawartości toru do uranu dla większości skał wchodzących w skład skorupy ziemskiej wynosi 2, ale dla poszczególnych próbek różnych skał stosunek ten może być różny i waha się w granicach od 0 do 10.

I. Curie [3] podaje metodę wyznaczania stosunku $\frac{C_{Th}}{C_U}$ z długości torów cząstek α obserwowanych w emulsji.

Wzór, do jakiego w końcu dochodzimy, ma postać następującą:

$$\frac{v_2}{v_1} = 0,8 + 3,3 \frac{C_U}{C_{Th}}, \quad (11)$$

gdzie v_1 liczba cząstek o zasięgach $R > 7$ cm dla powietrza,

v_2 liczba cząstek o zasięgach R zawartych w granicach $5,8 \text{ cm} \leq R < 7 \text{ cm}$.

Jeżeli jednak nie jest wymagane bardzo dokładne obliczenie koncentracji uranu i toru, to można przyjąć, że stosunek $\frac{C_{Th}}{C_U} = 2$ i podstawiając tę wartość do wzoru (10) z liczby śladów cząstek α obserwowanych dla danej próbki na kliszy wyznaczyć koncentracje uranu i toru.

Pastyłki sprasowane

Badanie powierzchni szlifowanych skał ma w praktyce wiele niedogodności. Mianowicie rozkład centrów promieniotwórczych na powierzchni badanej próbki jest oczywiście zupełnie przypadkowy, chcąc więc otrzymać pewną średnią wartość na koncentrację uranu i toru należy badać dość duże powierzchnie, rzędu około 10 cm^2 . Systematyczne przebadanie takiej powierzchni pod mikroskopem zajmuje dość dużo czasu, zważywszy na to, że średnica pola widzenia mikroskopu wynosi zwykle około $0,5\text{--}0,3 \text{ mm}$.

Bardziej dogodną i szybką metodę wyznaczania koncentracji podają S. Milone T a m b u r i n o i A. S t e l l a [6].

Aby otrzymać możliwie jednorodny rozkład minerałów radioaktywnych w skale, należy badaną próbkę zetrzeć na proszek o wielkości ziaren rzędu 50μ , następnie dokładnie wymieszać i sprasować na metalu, aby otrzymać sztuczną doskonale gładką powierzchnię. Ilość sproszkowanej skały powinna być proporcjonalna do wielkości ziaren skały. Gęstość otrzymanej pastylki będzie oczywiście inna niż skały macierzystej, ale

to nie ma znaczenia, gdyż, jak zobaczymy, nie figuruje ona we wzorach na koncentrację, wyprowadzonych przez T a m b u r i n o i S t e l l a [6].

Metoda pastylek sprasowanych ma wiele zalet w stosunku do metody powierzchni szlifowanych:

1. Dzięki sproszkowaniu i dokładnemu wymieszaniu skały otrzymujemy bardziej jednorodny rozkład substancji radioaktywnych na stosunkowo małej powierzchni o wielkości rzędu 1 cm^2 ; zmniejsza to bardzo czas potrzebny na przebadanie takiej powierzchni.
2. W przypadku skał o grubych ziarnach sproszkowanie powoduje rozdrobnienie silnych centrów promieniotwórczych, wskutek czego otrzymujemy bardziej równomierny rozkład torów cząstek α na kliszy i dokładniej możemy je przeliczyć.
3. Przez sproszkowanie skały nie traci się bardziej kruchych składników, które przy szlifowaniu mogą ulec wykruszeniu.

W celu wyznaczenia koncentracji uranu i toru z ilości torów cząstek α , wysyłanych z powierzchni jednego cm^2 otrzymanej w wyżej opisany sposób pastylki, T a m b u r i n o i S t e l l a [6] podają wzór, który ma inną postać niż wzór (10). Opierają się oni częściowo na wzorach I. C u r i e [3], a częściowo H. Y a g o d y [4].

$$\text{Niech} \quad N = \frac{n}{4} K(R - \rho) \quad (12)$$

wyraża ilość cząstek α na jeden cm^2 na sekundę,

$$\text{gdzie} \quad K = \frac{R'}{R} = \frac{0,85 \cdot 10^{-4}}{d \cdot K_1} \quad (13)$$

$$K_1 = \sum \frac{S \cdot C}{A}. \quad (14)$$

Wszystkie symbole we wzorach (12), (13) i (14) mają zupełnie te same znaczenia, co we wzorach I. C u r i e.

W przypadku skały, która zawiera pierwiastki promieniotwórcze z rodziny uranu, z równań (12) i (13) otrzymujemy:

$$N_U = 0,2125 \cdot 10^{-4} \frac{n_U}{dK_1} (\bar{R}_U - \rho), \quad (15)$$

gdzie \bar{R}_U jest to średni efektywny zasięg cząstki α w powietrzu.

Jako średni efektywny zasięg przyjmujemy średnią arytmetyczną zasięgów cząstek α w powietrzu wszystkich pierwiastków należących do rodziny uranu.

Większość minerałów promieniotwórczych zawiera uran i tor wraz z ich pochodnymi. Niektóre, jak blenda smolista, karnotył zawierają tylko

uran, inne, jak monacyt, zawierają głównie tor, nie znamy takich minerałów, które by zawierały wyłącznie aktynouran. Aktynouran znajduje się we wszystkich minerałach uranowych i stanowi około 0,72% ogólnej zawartości uranu. Jeden gram uranu jest mieszaniną izotopów UI, UII i AcU. Skład tej mieszaniny stanowi 0,9928 części UI i UII oraz 0,0072 części aktynouranu. W warunkach równowagi promieniotwórczej jeden gram UI wysyła $9,9 \cdot 10^4$ cząstek α na sekundę, a gram AcU wysyła $5,58 \cdot 10^5$ cząstek α na sekundę (wg H. Y a g o d y).

Jeżeli skała zawiera C_U gramów uranu na gram skały, ilość cząstek α wysyłanych przez 1 cm^3 skały wyrazi się

$$n_U = \nu_U \cdot d \cdot C_U \quad (16)$$

ν_U — liczba cząstek wysyłanych przez jeden gram uranu w równowadze promieniotwórczej.

Z równań (15) i (16) otrzymujemy:

$$N_U = \frac{0,2125 \cdot 10^{-4}}{K_1} \cdot C_U [0,9928 \cdot 9,9 \cdot 10^4 (\bar{R}_U - \varrho) + 0,0072 \cdot 5,58 \cdot 10^5 \cdot (\bar{R}_{A_cU} - \varrho)]. \quad (17)$$

Podstawiamy do równania (17):

$$\begin{aligned} \bar{R}_U &= 3,96 \text{ cm w powietrzu o temperaturze } 15^\circ\text{C i } 760 \text{ mmHg,} \\ \bar{R}_{A_cU} &= 4,71 \text{ ,, ,, ,, ,, ,, } \\ \varrho &= 0,54 \text{ ,, ,, ,, ,, ,, } \end{aligned}$$

Ostatecznie otrzymujemy zależność:

$$N_U = \frac{7,5C_U}{K_1}. \quad (18)$$

Zupełnie podobny rachunek przeprowadzamy dla toru, wiedząc, że jeden gram toru w równowadze promieniotwórczej wysyła $\nu_{Th} = 2,46 \cdot 10^4$ cząstek α na sekundę i że $\bar{R}_{Th} = 4,81 \text{ cm}$. Gdy skała zawiera C_{Th} gramów toru na gram skały,

$$N_{Th} = \frac{2,23 \cdot C_{Th}}{K_1} \quad (19)$$

Jeżeli skała zawiera C_U gramów uranu i C_{Th} gramów toru na gram skały, to ilość cząstek α wysyłanych przez powierzchnię jednego cm^2 na sekundę wyniesie

$$N_{U,Th} = \frac{7,5C_U + 2,23C_{Th}}{K_1}. \quad (20)$$

Wzór (20) ma zupełnie inną postać niż wzór na koncentrację podany przez I. Curie.

$$N = 3 \cdot 10^3 \cdot C_U \cdot d \cdot K(33 - 8,3\varrho) + 10^3 C_{Th} \cdot d \cdot K(28,7 - 6\varrho). \quad (10)$$

Jeżeli we wzorze (10) podstawimy $K = \frac{0,85 \cdot 10^{-4}}{d \cdot K_1}$, a na ϱ wartość

$\varrho = 0,54$ cm jako minimalny zasięg cząstki obserwowany w powietrzu, po przeliczeniu wzór (10) przyjmie postać następującą

$$N = \frac{7,29C_U + 2,15C_{Th}}{K_1}. \quad (21)$$

Wzór (21) różni się od (20) tylko współczynnikami, co pochodzi stąd, że I. Curie przyjmowała inne trochę wartości dla stałych promieniotwórczych niż Tamburino i Stella.

Aby wyznaczyć koncentrację, musimy znać skład chemiczny badanej

próbki skały, gdyż $K_1 = \sum \frac{S \cdot C}{A}$,

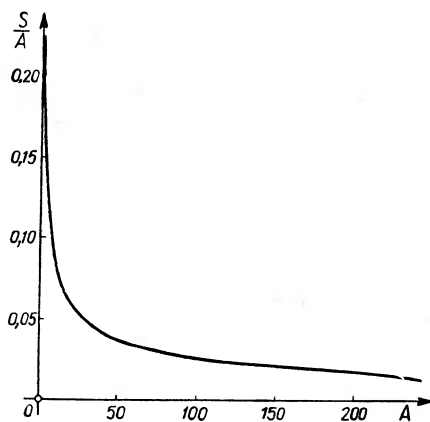
gdzie S — zdolność hamująca atomu, A — ciężar atomowy, C — koncentracja atomów danego pierwiastka w skale.

Tamburino i Stella [6] podają wykres (rys. 7), wyrażający zależność między stosunkiem $\frac{S}{A}$ i ciężarem atomowym pierwiastka.

Znając skład chemiczny badanej skały można obliczyć odpowiadającą jej wartość współczynnika K_1 na podstawie krzywej, podanej na rysunku 7. Jako przykład można przytoczyć wartości na K_1 i C_U , podane przez Tamburino i Stella (6) dla badanego przez nich pegmatytu: $K_1 = 0,0584$, $C_U = 2,9 \cdot 10^{-5}$ gramów na gram skały. Ponieważ nie zawsze możemy łatwo określić skład chemiczny badanej skały, w celu uniknięcia tej trudności Coppensa i Vernois [7] podają metodę wyznaczenia współczynnika K_1 bez znajomości składu chemicznego.

Metoda stosowana przez Coppensa i Vernois była następująca: Jedną pastylką sprasowaną P_1 zawierała tylko substancję C_1 o nieznanym składzie chemicznym i nieznanym współczynniku absorpcji $\mu = \frac{0,85}{K_1}$ wg

I. Curie [3], gdzie $K_1 = \sum \frac{S \cdot C}{A}$.



Ryc. 7

Druga pastylka P_2 stanowiła mieszaninę 50% (wagowo) substancji C_1 i 50% substancji C_2 , której współczynnik absorpcji jest znany i wynosi μ_1 . Na obie pastylki położono klisze jądrowe, które po kilku tygodniach ekspozycji wywołano i badano pod mikroskopem.

Niech N jest liczbą torów cząstek α wysyłanych przez ciało C_1 na jeden cm^2 na sekundę (pastylka P_1), N' — liczba torów cząstek α wysyłanych przez mieszaninę ciał C_1 i C_2 na jeden cm^2 na sekundę (pastylka P_2).

Po przeprowadzeniu rachunków, których szczegóły pomijamy, otrzymujemy następujące wyrażenie na współczynnik absorpcji:

$$\mu = \mu_1 \frac{N - N'}{N'} \quad (22)$$

a na koncentrację uranu

$$C_U = \frac{1}{9,2\mu_1} \cdot \frac{NN'}{N - N'} \quad (23)$$

Jako ciało o znanym składzie chemicznym C o p p e n s i V e r n o i s brali kwarc (SiO_2), dla którego współczynnik absorpcji $\mu_1 = 14,3$ wtedy wzory (22) i (23) przyjmują postać

$$\mu = 14,3 \frac{N - N'}{N'}$$

$$C_U = \frac{1}{9,2 \cdot 14,3} \cdot \frac{N \cdot N'}{N - N'} = 0,0076 \frac{NN'}{N - N'}$$

Na koncentrację toru

$$C_{T_h} = \frac{1}{2,56 \cdot 14,3} \cdot \frac{NN'}{N - N'} = 0,0273 \frac{NN'}{N - N'}$$

Gdy skała zawiera uran i tor

$$C_U + C_{T_h} = \frac{1}{(9,2 + 2,56\lambda) \cdot 14,3} \cdot \frac{N \cdot N'}{N - N'}$$

gdzie $\lambda = \frac{C_{T_h}}{C_U}$.

C o p p e n s i V e r n o i s [7] sprawdzali tę metodę wyznaczając współczynnik absorpcji dla dwóch minerałów: monacytu i allanitu. Otrzymane wyniki podaje tabela II.

Tabela II

Minerał	μ obliczone	μ zmierzone	Błąd względny
monacyt	23	24	4%
allanit	16,8	17,3	3%

Szlify przezroczyste

Szlifem przezroczystym nazywamy ciekłą płytkę, przepuszczającą światło, grubości około 30 mikronów, którą otrzymujemy przez zeszlifowanie próbki badanej skały. Szlif przezroczysty przykleja się balsamem kanadyjskim do cienkiej płytki szklanej (grubości około 1 mm), gdyż inaczej może się pokruszyć. Na szlif taki kładziemy kliszę jądrową lub nalewamy płynną emulsję i eksponujemy około czterech do ośmiu tygodni. Po ekspozycji wywołaną i utrwaloną kliszę kładziemy z powrotem na powierzchnię szlifu i badamy razem pod mikroskopem.

Gdy na szlif przezroczysty była nalana płynna emulsja, wywołujemy, utrwalamy wraz ze szlifem, a następnie badamy pod mikroskopem. Szlify przezroczyste pozwalają jednocześnie badać pod mikroskopem powierzchnię próbki skały i tory cząstek α , wysyłane przez tę powierzchnię w emulsji jądrowej. Badania szlifów przezroczystych mają na celu przyporządkowanie, czyli stwierdzenie, które minerały zawarte w skale dają zagęszczenia torów cząstek α na powierzchni kliszy.

Do wyznaczania koncentracji uranu i toru szlify przezroczyste nie nadają się, gdyż wzory na koncentrację wyprowadzone są dla „źródła grubego“, tj. takiego, którego grubość jest większa od maksymalnego zasięgu cząstki α w skale. Maksymalny zasięg cząstki α w skale przewyższa 30μ a zatem jest większy od przeciętnej grubości szlifu.

Należy jednocześnie badać powierzchnię szlifowaną lub pastylkę sprasowaną i szlif przezroczysty danej skały. Powierzchnia szlifowana lub pastylka sprasowana pozwala nam wyznaczyć koncentrację uranu i toru, a szlif przezroczysty daje lokalizację centrów promieniotwórczych w skale.

Metoda pyłu wprowadzonego do emulsji

Prócz wyżej opisanych metod stosuje się jeszcze metodę pyłu wprowadzonego do emulsji [2]. Badaną próbkę skały uciera się na proszek o wielkości ziaren rzędu 1 mikrona. Pył rozkłada się bardzo cienką warstwą na kliszy fotograficznej lub na płytce szklanej, którą nakrywa się emulsją, albo wreszcie na napyłoną kliszę jądrową kładzie się drugą kliszę. Przy zastosowaniu podwójnej warstwy emulsji wszystkie wysyłane cząstki α będą zarejestrowane. Masa pyłu nałożonego na emulsję jest bardzo mała w porównaniu z masą samej kliszy fotograficznej i wobec tego powstaje trudność dokładnego wyznaczenia tej masy. Metoda pyłu jest specjalnie dogodna do wyznaczenia długości torów cząstek α wysyłanych przez pierwiastki rodziny uranu i toru, ponieważ całkowity zasięg wyrzuconej cząstki mieści się w emulsji.

Główną przyczyną błędów w tej metodzie jest utrata gazów promieniotwórczych ze względu na wielkość ziaren pyłu rzędu jednego mikrona.

Na rys. 8 widać ziarna pyłu badanego minerału, z których wyrzucane są cząstki α . Pył został naniesiony na płytkę szklaną i przykryty emulsją fotograficzną.



Rys. 8

Należy jeszcze wspomnieć o metodzie „kropki“ wprowadzonej między dwie warstwy emulsji jądrowej. Badaną próbkę skały rozpuszcza się w odpowiednich odczynnikach, a następnie kroplę otrzymanego roztworu umieszcza się na kliszy jądrowej i przykrywa warstwą emulsji w arkuszach. Należy używać emulsji dość grubej (około 100μ), ażeby roztwór nie przedyfundował poprzez emulsję do szkła kliszy. Ta metoda pozwala zarejestrować wszystkie wysyłane tory cząstek α i oddzielić tory pochodzące z pierwiastków rodziny uranu od torów pochodzących z pierwiastków rodziny torowej, ale nie daje możliwości lokalizacji centrów promieniotwórczości. Trudności w sto-

sowaniu metody wynikają z tego, że metoda ta wymaga różnych operacji chemicznych i dokładnego określenia masy i objętości kropli oraz stężenia roztworu.

Zakończenie

Z opisanych w niniejszym artykule metod, stosowanych do badań promieniotwórczości skał, każda ma swoje zalety i wady i każda pozwala wyznaczyć pewne wielkości z mniejszą lub większą dokładnością. Do wyznaczenia koncentracji najdogodniejsze są metody powierzchni szlifowanych i pastylek sprasowanych, a szlify przezroczyste dają nam lokalizację centrów promieniotwórczych w badanej próbce skały.

Metoda pyłu i kropli nadaje się może najbardziej do wyznaczenia stosunku zawartości toru do uranu, ponieważ całkowity zasięg wysyłanej cząstki α mieści się w emulsji. W praktyce najbardziej celowe byłoby stosowanie dwóch lub trzech opisanych metod jednocześnie.

Literatura

1. F. P. Cowan, *Physics to Day*, 5, 10 (1952).
2. E. Picciotto, *Bull. du Centr de Phys. Nuc. Bruxelles*, No 1 (1950).
3. I. Curie, *Journ. Phys. Rad.*, 7, 313 (1946).
4. H. Yagoda, *Radioactive Measurements with Nuclear Emulsions*.
5. R. Coppens, *Journ. Phys. Rad.*, 11, 21 (1950).
6. S. Milone Tamburino, A. Stella, *Nouovo Cim.* 9, 253 (1952).
7. R. Coppens, G. Vernois, *C. R.*, 234, 1974 (1952).

Bolesława Twarowska

Rozkład ciał promieniotwórczych w granitach badany metodą szlifów i emulsji jądrowej

Wszystkie otaczające nas ciała zawierają substancje promieniotwórcze, lecz w niezmiernie małych stężeniach. Zawierają je również granity.

Granit nie jest ciałem jednorodnym, składa się on z różnych minerałów. Jeżeli poszczególne składniki tworzą bardzo drobne kryształy dobrze wymieszane, ma on budowę drobnoziarnistą. W granitach gruboziarnistych minerały tworzą duże kryształy, które można nieraz nawet mechanicznie łatwo rozdzielić.

Przedmiotem tego artykułu jest przedstawienie metod badania rozkładu ciał promieniotwórczych między poszczególne składniki granitów.

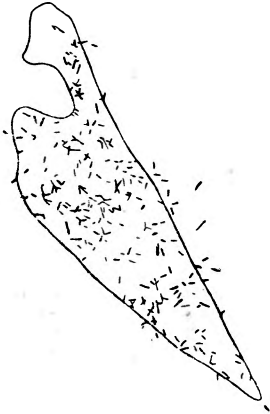
Pierwsze spostrzeżenia

W wielu pierwszych pracach poświęconych badaniu skał metodą emulsji jądrowej (patrz artykuł J. Szwickiej w tym samym numerze) kładziono na wypolerowanej gładkiej powierzchni próbki granitu kliszę o emulsji czułej na cząstki alfa. Po okresie wynoszącym około miesiąca wywoływano kliszę. Badanie pod mikroskopem wykazywało niejednokrotnie, że widoczne w emulsji ślady cząstek α tworzą pewne zagęszczenia, które można w wyjątkowych przypadkach bardziej charakterystycznych przypisać pewnym składnikom granitu. Oczywiście łatwiej to zrobić dla granitów gruboziarnistych, mających budowę bardziej zróżniczkowaną.

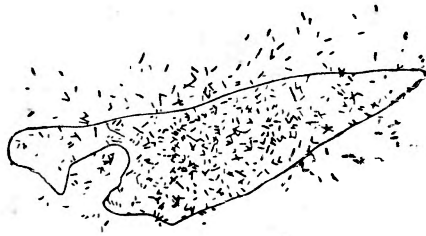
R. Coppens [1] w swojej pracy z 1950 r. zastosował dowcipną metodę. Rzucił na ekran obraz powierzchni kliszy leżącej na stoliku mikroskopu i tak samo powiększony obraz powierzchni polerowanej, na której poprzednio leżała ta klisza.

Mógł on odrysowywać kontury kryształów i porównywać z układem śladów cząstek α . Rysunek 1 pokazuje kontur kryształu o bardzo charakterystycznym kształcie. Kreski — to odrysowane na ekranie ślady cząstek α . Można stwierdzić, że tworzą one ugrupowanie odpowiadające w zupełności temu fragmentowi powierzchni skały. Coppens znalazł wiele takich przypadków, jednak w ten sposób nie można dokładnie

dokonać przyporządkowania. Gdy powierzchnię granitu i kliszy oddziela grubsza warstwa powietrza, obraz się zmienia. Widzimy, że chociaż zarys kryształu jest wypełniony śladami cząstek α , jednak wiele z nich znajduje się już poza konturem (rys. 2).



Rys. 1. Ślady cząstek α na tle konturu kryształu



Rys. 2. Ślady cząstek α na tle konturu kryształu, gdy emulsję od minerału oddziela warstwa powietrza

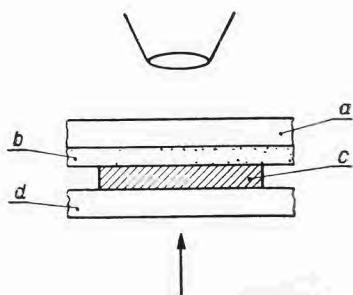
R. Coppens poddawał szczegółowej analizie rozkład śladów cząstek α w obszarze jednego kryształu i zauważył, że w wielu przypadkach kryształ miał jakby jedno lub kilka centrów o bardzo małych powierzchniach, z których wychodziła większa liczba śladów cząstek α . Widocznie w tych miejscach znajdowało się więcej atomów ciał promieniotwórczych.

Szlify przezroczyste

E. Picciotto [2] wprowadził dalsze udoskonalenia. Zastosował metodę cienkich, przezroczystych szlifów. Płytkę badanego granitu o powierzchni kilku centymetrów kwadratowych przykleja się balsamem kandyjskim do szkła i zeszlifowuje się aż do otrzymania preparatu o grubości około 30μ . Taka płytka jest już przezroczysta. Kładzie się ją na stoliku mikroskopu i obserwuje, jakie kryształy znajdują się w badanej próbce. W celu dokładnego zidentyfikowania trzeba użyć światła spolaryzowanego. Zmiany barw kryształów przy obrocie jednego z nikoli są dla niektórych minerałów tak charakterystyczne, że pozwala to natychmiast zidentyfikować składniki próbki.

Picciotto umieszczał kliszę z emulsją jądrową (klisze Ilforda C 2 o grubości 50μ) na takim cienkim szlifie i pozostawiał ją na nim na okres kilku tygodni. Aby potem można było przyporządkować odpowiednie miejsca — prześwietlał słabym światłem szlif i w ten sposób otrzymywał negatyw szlif na kliszy. Zaczernienie było tak dobierane, aby

ślady cząstek α były na tym tle widoczne. Podczas ekspozycji kliszę przyciskano do szlifu zmniejszając w ten sposób grubość warstwy powietrza pomiędzy nimi.



Rys. 3. Obserwacja emulsji nałożonej na szlif: a — szkło, b — warstwa emulsji, c — szlif, d — szkło

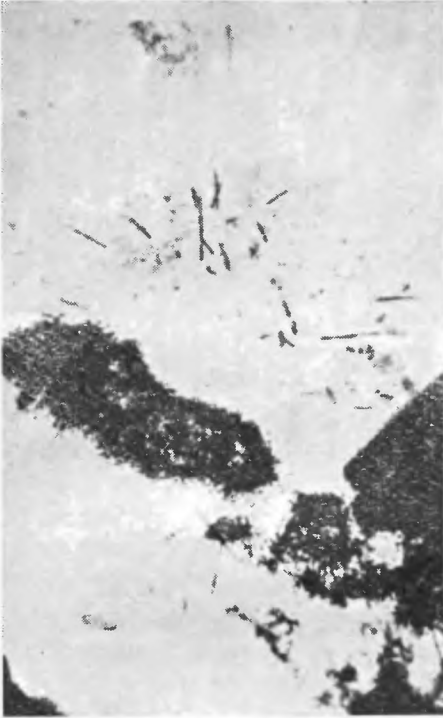
i jaki mają kierunek. Należy zaznaczyć, że w kliszach jądrowych, nawet nie naświetlonych ciałami promieniotwórczymi, po wywołaniu znajdziemy ślady cząstek α pochodzących od zanieczyszczeń promieniotwórczych szkła i emulsji. Im klisza jest starsza, tym więcej jest takich śladów zarejestrowanych, przeważnie jednak znajdują się one w głębi emulsji lub wychodzą ze szkła.

Picciotto rozwiązał tę trudność używając specjalnego obiektywu imersyjnego (powiększenie 45) o długiej ogniskowej. Ślady cząstek α były dobrze widoczne i można było łatwo wyznaczać ich kierunki. Rys. 4a przedstawia mikrofotografię powierzchni szlifu. Widoczny jest kryształ cyrkonu o kształcie fasolkowatym, otoczony ciemniejszą obwódka. Rys. 4b — to mikrofotografia powierzchni kliszy. Widzimy ślady niektórych kryształów. W tym miejscu, gdzie znajduje się cyrkon, widać ślady cząstek α . Rys. 4c jest najciekawszy; otrzymano go przez nałożenie dwóch poprzednich foto-



Rys.4a. Mikrofotografia powierzchni szlifu

grafii. Widać już zupełnie wyraźnie, że kryształ cyrkonu jest otoczony śladami cząstek α , w nim więc znajduje się większa ilość substancji promieniotwórczej.

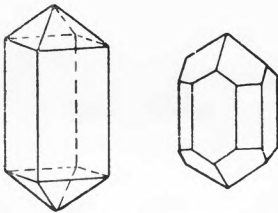


Rys. 4b. Mikrofotografia powierzchni emulsji

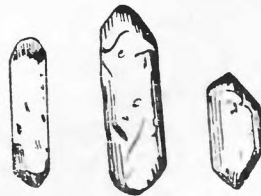


Rys. 4c. Mikrofotografia otrzymana przez nałożenie dwóch poprzednich

Minerał cyrkon jest krzemianem cyrkonu $ZrSiO_4$, czasem zawiera nieznaczne domieszki tlenków żelaza. Kryształy jego należą do układu



Rys. 5. Kształty dobrze wykrystalizowanych cyrkonów



Rys. 6. Ziarna cyrkonu

tetragonalnego, wykrystalizowane dobrze mają kształt przedstawiony na rys. 5. W szlifach widzimy ziarna o kształtach podanych na rys. 6.

Cyrkon jest stosunkowo twardy, a jego kryształy znajdujemy otoczone zwykle innymi kryształami, na przykład biotytu.

Biotyt ma bardziej złożoną budowę chemiczną: $K(Mg, Fe)_3[Si_3 Al O_{10}] [OH, F]_2$. Tworzy on zielonkawe kryształy, których barwa jest czasem tak ciemna, że wyglądają jak czarne. Kryształ dobrze wykształcony ma kształt wskazany na rys. 7, w szlifie widzimy raczej ziarna o postaciach



Rys. 7. Kryształy biotytu, *a* — doskonale wykształcony, *b*, *c*, *d* — biotyty z wrostami

nieregularnych. W nich to jako wrosty znajdują się kryształy cyrkonu (rys. 7c i d), otoczone zwykle ciemną obwódką. Powstała ona wskutek działania cząstek α , wysyłanych przez ciała promieniotwórcze zawarte w cyrkonie. Pod ich wpływem część atomów może być wyrzucona z węzłów siatki krystalicznej, co powoduje zmianę barwy — ściemnienie.

Przy powstawaniu granitu z płynnej magmy niektóre minerały wykryzalizowały się wcześniej, inne później. Pierwsze mają kryształy najlepiej wykształcone, dookoła nich krystalizują się dalsze; powstające jako ostatnie muszą zastosować swoje kształty do wolnej pozostałej przestrzeni. Widzimy stąd, że mineralog, badając pod mikroskopem kryształy poszczególnych składników badanego przezroczystego szlif, może wnioskować o takich zagadnieniach, jak kolejność wykryzalizowania minerałów i magmy. Jest ona następująca: cyrkon, apatyt, magnetyt, tytanit; potem biotyt i inne, na końcu kwarc.

Wiąże się to również z zagadnieniem rozmieszczenia ciał promieniotwórczych. Pierwsze kryształy powstałe z magmy „wychwytyją“ z roztworu ciała promieniotwórcze, których koncentracja w magmie jest za mała, by utworzyły swoje kryształy.

Wiadomo na przykład z pomiarów makroskopowych, że cyrkon zawiera zwykle pierwiastki promieniotwórcze należące do rodziny torowej. Biotyt, krystalizujący później, otacza kryształy cyrkonu, sam zaś zawiera mniej ciał promieniotwórczych.

Badanie cienkich szlifów metodą emulsji jądrowej pozwala wykryć promieniotwórczość nawet drobnych ziarenek i dokładniej poznać te zagadnienia geologiczne.

W innej pracy Picciotto podał wyniki badania granitu należącego do masywu Wogezów. W skład tego granitu wchodzi biotyt, muskowit,

cyrkon i inne. Przez minerały przechodzą nieregularne żyły. Kliszę z emulsją jądrową (Ilford C2 o grubości 50μ) umieszczał on na szlifie o grubości 35μ . Położenie w tym przypadku kontrolował przez zrobienie nacięć krzyża na szkle, do którego był przyklejony szlif, i prześwietlenia tego miejsca.

Po 25 dniach wywołano kliszę i do pomiarów nakładano ją na szlif posługując się długoogniskowym obiektywem imersyjnym.

Okazało się, że około 72% ciał promieniotwórczych skupia się na małej powierzchni, przy czym wiele z nich zawiera cyrkon.

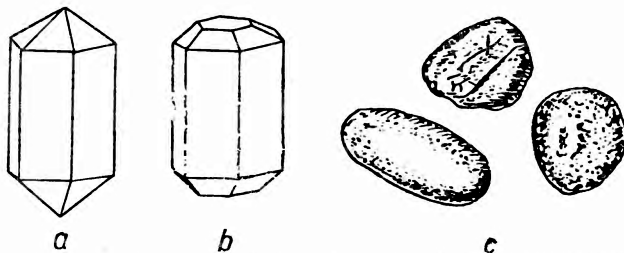
Picciotto rozróżnia inkluzje wewnątrz kryształów — wrosty przechodzące przez kryształy i wrosty pomiędzy kryształami na przykład kwarcu i biotytu. Aktywność własna różnych składników zmienia się w szerokich granicach zależnie od ilości wrostów i od historii skały.

Z pomiarów tych wynika na przykład, że kwarc ma aktywność o 95% mniejszą, niż to wynikało z pomiarów globalnych makroskopowych, w których nie można wyodrębnić promieniotwórczości pochodzącej od zawartych w nim inkluzji. Przy zastosowaniu metody szlifów przezroczystych i emulsji jądrowej widać od razu, skąd wychodzą ślady cząstek a.

Podobnie sprawa wygląda ze skaleniem; za jego aktywność są w znacznej mierze odpowiedzialne wrosty.

Najbardziej aktywne okazały się: cyrkon, biotyt i apatyt.

Apatyt o budowie chemicznej ($\text{Ca}_5[\text{PO}_4]_3$) jest minerałem o połysku szklisto-matowym, barwa jego zmienia się od niebiesko-zielonej, liliowej aż do szarej. Kryształy jego przedstawia rys. 8.



Rys. 8. Kryształy apatytu: a, b — postacie geometryczne, c — ziarna apatytowe

W pracy swej z 1952 r. M. Tamburino [4] znalazł, że turmalin zawiera ciała promieniotwórcze. Stosował on również metodę szlifów przezroczystych, na które nakładał klisze z emulsją jądrową. Po wywołaniu badał całość nakładając jedno na drugie. Rysunek 9a przedstawia fotografię powierzchni szlif. Widać czarny kryształ turmalinu (w świetle spolaryzowanym). Na rys. 9b podana jest mikrofotografia powierzchni kliszy, która była z lekka prześwietlona poprzez szlif, gdyż widoczny jest zarys kryształów. Fotografację 9c otrzymano przez nałożenie dwóch po-

przednich. Widzimy, że z turmalinu wychodzi wiele śladów cząstek α . Stanowi on silne centrum promieniotwórcze. Powierzchnia jego jest bardzo mała, rzędu setnych części milimetra kwadratowego.



a



b



c

Rys. 9. a — mikrofotografia szlif, b — mikrofotografia powierzchni emulsji, c — mikrofotografia otrzymana przez nałożenie dwóch poprzednich

Emulsję płynną można nalewać na szlif i po pewnym czasie poddawać całość wywołaniu. Ta metoda pod pewnymi względami przewyższa poprzednie, jednak napotyka trudności związane z działaniem chemicznym

wywoływacza, utrwalacza i stopu na szlif; trzeba więc je odpowiednio dobrać. Grubość emulsji powinna być dostatecznie duża, by mogły być zarejestrowane ślady cząstek α idących prawie prostopadle do powierzchni emulsji. Przyporządkowanie jest już wtedy całkowicie pewne i stosując duże powiększenia można je badać bardziej szczegółowo.

Zróznicowanie rodzin promieniotwórczych w poszczególnych składnikach granitu

Poza zagadnieniem rozkładu ciał promieniotwórczych między składniki granitu interesującym jest zbadanie, kiedy występują pierwiastki rodziny uranowej, a kiedy torowej.

W niektórych pracach, stosujących metodę powierzchni polerowanych, mierzono długości śladów cząstek α i stąd obliczano stosunek zawartości ciał promieniotwórczych, należących do rodziny torowej i uranowej.

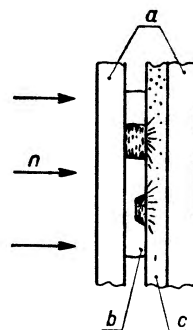
W przypadku szlifów przezroczystych rachunki te zawodzą, gdyż grubość szlif jest mniejsza niż zasięg niektórych cząstek α , w tak cienkich warstwach została również naruszona równowaga promieniotwórcza pomiędzy poszczególnymi pierwiastkami rodziny torowej i uranowej: brak składników gazowych.

I. Curie i H. Faraggi [5] zastosowały autografię neutronową. Prześwietlały szlif i położoną na nim kliszę z emulsją jądrową wiązką neutronów termicznych (rys. 10), a następnie pozostawiały na dłużej w celu otrzymania śladów cząstek α z ciał promieniotwórczych, zawartych w różnych składnikach próbki.

Metoda ta opiera się na zróżniczkowanym działaniu neutronów termicznych. Atomy toru nie ulegają rozszczepieniu na ciężkie fragmenty pod wpływem działania neutronów termicznych. Żeby to nastąpiło, trzeba zastosować neutrony o dużej energii; atomy uranu ulegają natomiast rozszczepieniu na ciężkie fragmenty już pod działaniem neutronów termicznych.

W ten sposób na kliszy jądrowej, tam gdzie są centra uranowe, obok śladów cząstek α wystąpią ślady ciężkich fragmentów rozszczepienia uranu. Centra torowe dadzą tylko ślady cząstek α . Prace te są jeszcze w toku.

Jak widzimy z tego krótkiego szkicowego przeglądu, metoda emulsji jądrowej znalazła zastosowanie nie tylko przy badaniu promieni kosmicznych i różnych zjawisk jądrowych w fizyce, lecz i w innych naukach, jak na przykład mineralogii i geologii.



Rys. 10. Prześwietlanie neutronami:
a — szkło, b — szlif,
c — emulsja

Literatura

1. R. Coppens, Journ. Phys. Rad., **11**, 21 (1950).
2. E. Picciotto, Bull. du Centre de Phys. Nuc., Bruxelles (1950).
3. E. B. Конченлова, Минералогический анализ шлифов, Геолыздат Москва 1951
4. S. Milone Tamburino i A. Stella, Nuovo Cim., **9**, 253 (1952).
5. I. Curie i H. Faraggi, C. R., **232**, 959 (1951).

Stanisława Zmysłowska
Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Warszawskiego

Wyznaczanie stosunku zawartości toru do uranu w próbkach skał

W artykule ogłoszonym w r. 1946 I. Curie [1] pisze: „Widać, że metoda (emulsji jądrowych) * przedstawia w zastosowaniu (do badania promieniotwórczości naturalnej skał) * różne trudności, ale wydaje się, że może dać rezultaty, niemożliwe do otrzymania w żaden inny sposób“.

Podstawy teoretyczne, podane zarówno przez nią, jak przez innych autorów [2, 3, 4, 5], pozwalają sprowadzić do następującej postaci wzór na ogólną zawartość wagową uranu w danym źródle grubym:

$$C_U = \frac{\mathfrak{N}}{K(a+bX)} \quad (1)$$

\mathfrak{N} oznacza ilość cząstek α , wysyłanych w czasie 1 sek z 1 cm² badanej próbki, a więc tym samym — ponieważ emulsję jądrową przykłada się bezpośrednio do powierzchni badanej — ilość cząstek α , zanotowanych w emulsji. Minimalny zasięg tych cząstek, czy to w powietrzu, czy w emulsji, musi być ściśle ustalony, zarówno dla samej metody doświadczalnej — liczenia śladów cząstek α w mikroskopie, jak i dla szczegółowego wyliczenia stałych a i b , co jest konieczne przy obliczaniu C_U . \mathfrak{N} znajdujemy, mając dany czas ekspozycji, oraz policzoną ilość śladów cząstek α w emulsji, zwykle o zasięgu $R \geq 3 \mu$, na ściśle określonej powierzchni. Tak więc \mathfrak{N} wyznacza się doświadczalnie.

K jest to czynnik, związany z hamowaniem cząstek α w badanej próbce. Należy go również wyznaczyć doświadczalnie z mineralogicznego składu próbki.

Wielkości a i b są to pewne stałe związane ze stałymi rozpadu poszczególnych pierwiastków.

Wreszcie we wzorze występuje wyraz $X = \frac{C_{Th}}{C_U}$, wyrażający stosunek zawartości wagowej toru do uranu. Wyznaczenie doświadczalne tego stosunku jest rzeczą nadzwyczaj ważną, jeśli wyniki pomiarów ilości śladów cząstek α w emulsji mają dostarczyć rzeczywistej oceny zawartości wa-

* Przypiski autora.

gowej tak toru, jak uranu, w badanych próbkach. Niejednokrotnie znajomość tego stosunku ma znaczenie nie tylko, w sensie globalnym, dla całej próbki, ale i dla poszczególnych centrów promieniotwórczych, co może dostarczyć ważnych informacji, związanych z wiekiem ziemi. Wiadomo, że stosunek wagowy toru do uranu w całej skorupie ziemskiej oscylnia się na ok. 2, niemniej w różnych skałach a nawet w różnych minerałach tej samej skały, może się on wahać. Przyjęcie takiej czy innej wartości stosunku C_{Th}/C_U prowadzi w konsekwencji do takiej czy innej wartości C_U , a więc i C_{Th} .

I. Curie wyprowadziła wzór na wartość stosunku C_{Th}/C_U , służący odtąd jako podstawa do jego wyznaczania na drodze obserwacji śladów cząstek α w emulsji. Autorka oparła się na różnicach zasięgów cząstek α , wysyłanych w sukcesji rozpadów przez atomy różnych członków rodziny: uranowej, torowej i aktynowej. Cztery najdłuższe zasięgi obserwuje się dla cząstek α , wysyłanych przez atomy następujących pierwiastków: ThC' , RaC' , AcA i ThA . Liczbowo przedstawia to tabela I.

Tabela I

Pierwiastek	Energia cząstki MeV	Zasięg cząstki	
		w powietrzu (15°C, 760 mm Hg.) cm	w emulsji μ
ThC'	8,776	8,57	47,6
RaC'	7,680	6,91	38,7
AcA	7,365	6,46	36,0
ThA	6,774	5,64	31,4

Ślady cząstek α w emulsji o zasięgu $R_1 \geq 39 \mu$ pochodzą z pewnością od ThC' ; te zaś, których zasięg R_2 mieści się w granicach $32 \mu \leq R_2 < 39 \mu$ mogą pochodzić od RaC' i AcA , jak również mogą to być ślady cząstek α ThC' , częściowo zahamowanych w próbce przed dojściem do emulsji.

Oznaczmy przez ν_1 ilość śladów cząstek α o zasięgu w powietrzu $R_1 \geq 7$ cm, zaś przez ν_2 ilość śladów cząstek α o zasięgu R_2 w powietrzu, przy czym $5,8 \text{ cm} \leq R_2 < 7 \text{ cm}$. Weźmy pod uwagę wzór [1, 6] na ilość ν cząstek α , emitowanych przez jeden pierwiastek danej rodziny promieniotwórczej z 1 cm^2 skały w czasie 1 sek, których zasięg w powietrzu wynosi R :

$$\nu = \frac{N}{4} k(R - \rho) \quad (2)$$

gdzie k jest stosunkiem zasięgów w powietrzu i w skale; ρ — minimalnym zasięgiem w powietrzu cząstki α , wynurzającej się ze skały, której ślad może być jeszcze zaobserwowany w emulsji; N — jest to liczba cząstek α , wysyłanych w czasie 1 sek z 1 cm^3 skały.

Ze wzoru (2) mamy:

$$\nu_1 = 0,65 \frac{N_{Th}}{4} k(8,57 - 7) \quad (3)$$

oraz:

$$\nu_1 + \nu_2 = 0,65 \frac{N_{Th}}{4} k(8,57 - 5,8) + \frac{N_U}{4} k(6,91 - 5,8) + \frac{N_U}{4} 0,04 k(6,46 - 5,8). \quad (4)$$

Czynnik 0,65 pochodzi stąd, że 65% rozpadów ThC zachodzi poprzez ThC'. Czynniki 0,04 wchodzi ze względu na to, że domieszka aktynu w rodzinie uranu stanowi ok. 4%.

Z (3) i (4) mamy:

$$\nu_1 = \frac{k}{4} 1,02 N_{Th} \quad (5)$$

$$\nu_2 = \frac{k}{4} (0,78 N_{Th} + 1,14 N_U) \quad (6)$$

Po podzieleniu (6) przez (5) otrzymujemy:

$$\frac{\nu_2}{\nu_1} = 0,8 + 1,1 \frac{N_U}{N_{Th}} \quad (7)$$

Dla ciała o gęstości α , zawierającego uran i tor w równowadze promieniotwórczej, w stężeniach C_U i C_{Th} , liczba cząstek α , wysłanych przez 1 cm³ tego ciała w czasie 1 sek, N_U i N_{Th} odpowiednio wynosi:

$$\left. \begin{aligned} N_U &= 1,2 \cdot 10^4 C_U d \\ N_{Th} &= 0,4 \cdot 10^4 C_{Th} d \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

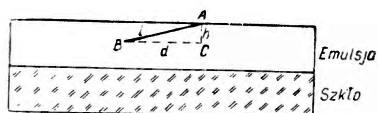
Z (8) i (7) wynika ostateczny wzór na stosunek zawartości wagowej toru do uranu:

$$\frac{\nu_2}{\nu_1} = 0,8 + 3,3 \frac{C_U}{C_{Th}} \quad (9)$$

Wzór ten cytowany jest w innych, już wspomnianych pracach, związanych z badaniem promieniotwórczości skał. Pozwala on jednak, jak stwierdza I. Curie, jedynie na dość grube przybliżenie do rzeczywistej wartości C_{Th}/C_U .

Przyczyn tego jest kilka. Przede wszystkim statystyka śladów długich jest zbyt mała i stanowi ułamek $< 0,1$ ogólnej ilości śladów zaobserwowanych w emulsji jądrowej. Następnie wchodzi tu w grę błędy samego pomiaru długości śladów w emulsji. Bardzo rzadko ślad wyemitowanej z próbki skalnej cząstki α leży w emulsji poziomo. Przeważnie zagłębia się on w emulsji. Chcąc więc wyznaczyć długość śladu cząstki α , musimy zmierzyć zarówno jego rzut poziomy, jak i jego głębokość. Im ślad leży bardziej stromo, tym większym błędem obarczony jest pomiar jego dłu-

gości. Na rys. 1 przedstawiony jest schemat śladu cząstki α w emulsji. $BC=d$ jest rzutem śladu cząstki α , mierzonym przy pomocy skali w okularze mikroskopu, wycechowanej w mikronach według skali mikrometrycznej. Niekiedy stosuje się specjalny okular z przesuwającym włos, wówczas rzut śladu dany jest przez różnicę odczytań na skali bębna, przesuwającego włos w polu widzenia okularu. Podziałka bębna również musi być wycechowana według skali mikrometrycznej. Dokładność podziałki zależy od użytego w mikrometrze powiększenia, tak na przykład przy użyciu w mikroskopie binokularnym Reicherta obiektywu imersyjnego 100x, jedna podziałka skali, umieszczonej w okularze 6x, wynosi $1\frac{1}{9}\mu$. $h=AC$ jest głębokością



Rys. 1. Schemat śladu cząstki α w emulsji

ślądu w emulsji, mierzoną przy pomocy śruby mikrometrycznej mikroskopu, przesuwającej tubus w kierunku pionowym. Podziałka na bębnie mikrometru pozwala mierzyć h z dokładnością do 2μ .

Wydawałoby się, że proste wyciągnięcie pierwiastka z sumy kwadratów d i h powinny wystarczyć dla wyznaczenia długości śladu $AC=l$. Sprawa ta jest jednak znacznie bardziej złożona. Ślad cząstki α powstaje w emulsji przed jej wywołaniem, obserwujemy go natomiast w emulsji wywołanej. Rozpuszczenie w utrwalaczu nierozłożonych ziaren bromku srebra emulsji jądrowej i wypłukanie ich powoduje znaczną zmianę grubości emulsji. Weźmy pod uwagę, że bromek srebra stanowi objętościowo 50% emulsji, a wagowo 80%. Po wysuszeniu grubość emulsji jest ok. 2,5 raza mniejsza niż przed wywołaniem. Tę wartość nazywamy współczynnikiem skurczenia się emulsji lub wprost skurczem emulsji.

Skurcz emulsji powoduje zrozumiałe odkształcenie śladów obserwowanych cząstek α . Odkształcenia są jednak spowodowane również poziomymi przesunięciami warstw emulsji jednych względem drugich, nieuniknionymi podczas procesu wywoływania. Jest to tzw. dystorsja. Aby wyznaczyć C_{Th}/C_U ze wzoru I. Curie, przez pomiar długości śladów cząstek α , należy uwzględnić wszystkie źródła błędów. Pomiar długości zasięgów śladów cząstek α maładowanych w emulsji jądrowej omówiony jest szczegółowo w pracy Vigneron a [7].

Ponieważ błąd pomiaru rzutu śladu odgrywa znacznie mniejszą rolę niż odpowiedni błąd pomiaru jego głębokości, Poole i Mathews [8] proponują wyznaczenie C_{Th}/C_U z samych poziomych rzutów śladów cząstek α . Z konieczności musiałyby tu być uwzględnione ślady, wchodzące do emulsji możliwie stycznie do jej powierzchni. Statystyka śladów długich ulegnie tu więc nowemu ograniczeniu. Nic dziwnego, że trudności

dokładnego wyznaczenia C_{Th}/C_U z mierzenia długości śladów w emulsji, w oparciu o wzór Curie, spowodowały poszukiwanie nowych dróg wyznaczenia tego stosunku.

Bremner [9] proponuje w tym celu metodę liczenia gwiazdek śladów cząstek α , utworzonych w emulsji przez kolejną emisję cząstek α z tego samego jądra próbki badanej. Oblicza on prawdopodobieństwo wysłania następczo 2 i więcej cząstek α z tego samego atomu, oraz prawdopodobieństwo ich wynurzenia się z przyległej do emulsji warstwy skały. Iloczyn tych prawdopodobieństw wyraża prawdopodobieństwo powstania w emulsji gwiazdek dwu- i więcej-ramiennych. Po pomnożeniu go przez ilość cząstek α , wysłanych z 1 cm^3 skały, otrzymujemy liczbę gwiazdek w emulsji kliszy, pochodzących zarówno od uranu, jak od toru. W ten sposób można wyprowadzić równanie, zawierające wielkości C_U i C_{Th} , w którym wielkością mierzoną jest jedynie ilość gwiazdek o danej liczbie ramion, 2—5, wysłanych z 1 cm^2 badanej próbki, w czasie 1 sek. Zestawienie tego równania z którymkolwiek z równań (1) pozwala wyznaczyć oddzielnie C_U i C_{Th} .

Praca Bremnera wymaga dużej statystyki gwiazdek, mających punkt centralny w skale lub na powierzchni emulsji (co zdarza się w wyjątkowym przypadku), gdy atom emitujący cząstkę styka się z emulsją. Z mikroskopowych obserwacji klisz jądrowych, eksponowanych na próbkach skalnych, można powiedzieć, że liczba obserwowanych gwiazdek powierzchniowych jest zbyt mała, jako podstawa statystyki, że ponadto obarczona być może błędem, wynikającym z przypadkowych koincydencji i z niedokładności pomiaru kąta nachylenia śladów, dla ustalenia ich centrum, co znowu związane jest z koniecznością wyznaczenia skurczu emulsji. Nie wydaje się więc, by korzyści tej metody były większe niż metody proponowanej przez I. Curie, raczej wydaje się ona bardziej kłopotliwa.

W roku 1952 ukazała się praca M. Tournay [10], która proponuje wyznaczenie stosunku C_{Th}/C_U metodą rentgenowską. Próbka skały, umieszczona na antykatozie, daje promieniowanie charakterystyczne uranu i toru, które są w niej zawarte. W serii L występują blisko siebie, nie przedzielone żadną linią obecnego również w próbce ołowiu, dwie linie: $UL\beta_2$ i $ThL\beta_1$, o długościach fali 75 314 i 76 363 jednostek X odpowiednio. Według Siegbahna, względne natężenie tych linii, przy równej liczbie atomów, wynosi:

$$\frac{I(ThL\beta_1)}{I(UL\beta_2)} = 2,21 \quad (10)$$

Stąd z porównania natężeń tych prążków można by wyznaczyć stosunek ilości atomów toru i uranu w badanej próbce, a dalej — stosunek wagowy

tych pierwiastków, C_{Th}/C_U . Ta metoda wydaje się mieć wszelkie szanse powodzenia, o ile trudności techniczne, związane z badaniem tego rodzaju, zostaną pomyślnie rozwiązane.

Jak widać z powyższego krótkiego przeglądu metod wyznaczania stosunku zawartości toru do uranu, C_{Th}/C_U , zagadnienie to jest wciąż jeszcze otwarte.

Literatura

1. I. Curie, *J. Phys. Radium*, **7**, 313 (1946).
2. R. D. Evans, *Phys. Rev.*, **45**, 29, (1934).
3. R. Coppens, G. Vernois, *C. R.*, **234**, 1974 (1952).
4. H. Yagoda, *Radioactive Measurements with Nuclear Emulsions* (1949).
5. S. Milone Tamburino, A. Stella, *Nuovo Cim*, **9**, 253 (1952).
6. J. Szwacka, *Postępy Fizyki*, **5**, 318 (1954).
7. L. Vigneron, *J. Phys. Radium*, **10**, 305, (1949).
8. J. H. J. Poole, C. M. E. Matthews, *Nature*, **169**, 408 (1952).
9. J. W. Bremner, *Proc. Phys. Soc. A*, **164**, 25 (1951).
10. M. Tournay, *C. R.*, **234**, 2527 (1952).

Leopold Infeld

członek rzeczywisty PAN
Instytut Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Einstein

I

Pamiętam, kiedy po raz ostatni byłem u Einsteina, tuż przed moim wyjazdem do kraju. Opowiadałem mu o swoich planach powrotu. Einstein zrozumiał skłaniające mnie do tego przyczyny. Pożegnałem się wówczas z człowiekiem, któremu tyle zawdzięczam, który wykazał w stosunku do mnie tyle serdeczności, jak zresztą w stosunku do każdego, kto się z nim stykał. Ja osobiście mam mu szczególnie wiele do zawdzięczenia — własne życie, gdyż gdyby nie był zaprosił mnie do siebie w 1936 r., niewątpliwie zaliczałbym się do 6 milionów ofiar hitleryzmu. W związku więc z 75 rocznicą urodzin Einsteina, chciałbym podzielić się kilkoma wspomnieniami, które zachowuję dotąd w serdecznej pamięci.

II

Po raz pierwszy zetknąłem się z nazwiskiem Einsteina, będąc jeszcze studentem drugiego roku w Krakowie. Na zakończenie wykładów mechaniki profesor nasz poświęcił dwie godziny na omówienie szczególnej teorii względności. Kiedy zagłębiałem się później w teorię względności na podstawie oryginalnych źródeł (podręcznika tego przedmiotu jeszcze podówczas, oczywiście, nie było), dużo myślałem o geniuszu i fantazji jej twórcy. Z wyjątkiem specjalistów nikt w owych czasach (1917 r.) nie znał nazwiska Einsteina. Nie miałem więc najmniejszego pojęcia, jak on sam wygląda i w jakim jest wieku.

I oto nagle, nieomal z dnia na dzień, rozbiły wielka sława Einsteina. Byłem wtedy nauczycielem w małym miasteczku i zrobiłem to, co uczyniły setki innych na całym świecie. Wygłosiłem odczyt na temat teorii względności. Publiczność, nader liczna, ustawiła się cierpliwie w długim ogonku w chłodny, zimowy wieczór. Największa sala nie mogła pomieścić wszystkich zebranych. W wielu gazetach pojawiła się fotografia Einsteina i ku memu wielkiemu zdziwieniu wyjrzała z niej twarz raczej artysty, oblicze może raczej proroka, niż uczonego.

Einsteina zobaczyłem po raz pierwszy w Berlinie w roku 1921, kiedy błąkałem się po ulicach z zamiarem wstąpienia na ten właśnie Uniwersy-

tet, na którym wykładali Planck, Laue i Einstein. Czułem się nieszczęśliwy, gdyż nie znałem nikogo. Czułem się samotny i bezradny, jak tylko można się czuć osamotnionym w wielkim i wrogim mieście. Całymi tygodniami czekałem na umówione spotkania z różnymi ludźmi, żeby się w końcu przekonać, że mało ich obchodziło, czy dostanę się na Uniwersytet Berliński. A jednak ta właśnie sprawa wydawała mi się decydującą w mym życiu. Wreszcie, w odruchu rozpaczy, zatelefonowałem do Einsteina i ku memu wielkiemu zdumieniu zostałem zaraz zaproszony na rozmowę.

Serdeczność jest czymś, co trudno przyjąć, kiedy wyłania się nagle z otoczenia pełnego wrogości i obojętności. Einstein przywitał mnie z uśmiechem na twarzy, zaproponował papierosa, rozmawiał jak równy z równym i wykazał dziecinną wprost wiarę we wszystko, co mówiłem. Ta krótka rozmowa była ważnym wydarzeniem w mym życiu. Zamiast o geniuszu, osiągnięciach w fizyce, myślałem wtedy, jak zresztą i potem, o wielkiej serdeczności Einsteina, o jego głośnym śmiechu, miłym sposobie mówienia i o błysku jego oczu. Patrząc na pewną nieporadność, z jaką szukał kawałka papieru wśród stosu książek i listów na stole, zastanawiałem się nad dziwną mieszaniną wielkiego osobistego uroku Einsteina i jego całkowitą odrębnością od reszty ludzi.

III

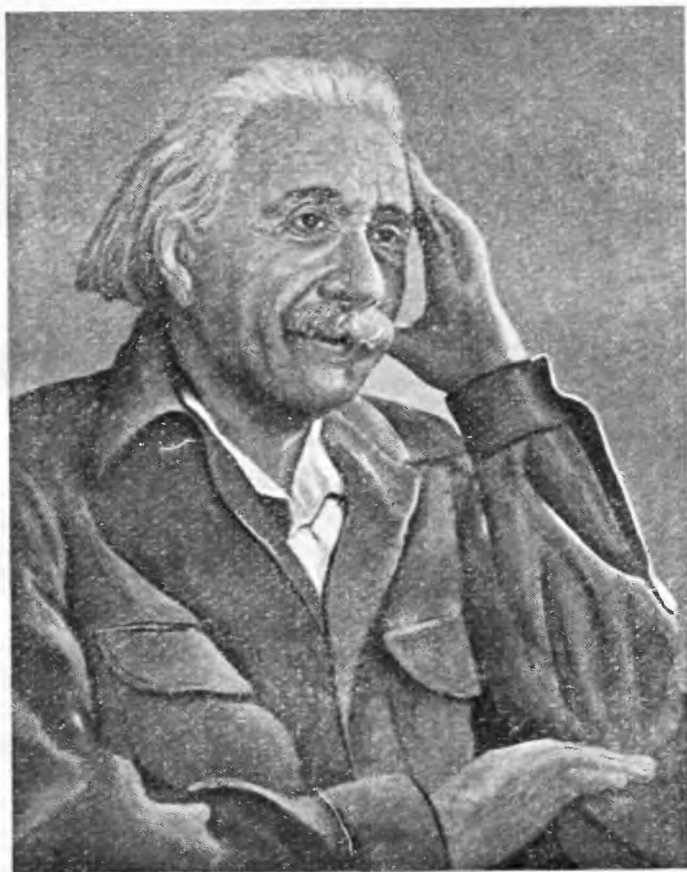
Nie widziałem Einsteina przez następnych 15 lat. Dostawałem od niego od czasu do czasu listy w sprawach ściśle naukowych, zawsze pełne serdeczności. Mnie, jak zresztą i innym, nigdy nie odmówił pomocy, odpisując zawsze z prostotą i wdziękiem, nigdy ze zniecierpliwieniem. A teraz, gdy piszę te słowa, dobrze sobie zdaję sprawę, że byłem jednym z wielu, którzy narzucali się Einsteinowi ze swymi naukowymi i osobistymi kłopotami.

Dziś czuję poniekąd wyrzuty sumienia, że za namową wydawcy, zwróciłem się do Einsteina z prośbą o napisanie kilku słów o mojej pierwszej książce w jej wydaniu angielskim. (Zamiast tego Einstein przysłał mi cały wstęp, napisany z życzliwością i sympatią). Zdaję sobie jednak zawsze doskonale sprawę z faktu, że gdyby nie serdeczność, jaką mi okazał Einstein, znajdowałbym się niewątpliwie w liczbie tych, których pochłonęły obozy śmierci Oświęcimia czy Majdanka, gdzie zginęła cała moja rodzina.

Do Ameryki przyjechałem na zaproszenie Einsteina w roku 1936. Przez następne dwa lata pracowałem i widywałem się z nim prawie codziennie, czasami dwa razy dziennie. Dyskutowaliśmy na temat fizyki i napisaliśmy wspólnie dwie prace oraz jedną książkę popularno-naukową. Omawialiśmy tysiące spraw: wojnę domową w Hiszpanii, zagadnienie

żydowskie, walkę realizmu z idealizmem w filozofii i wiele, wiele innych rzeczy.

Na temat Einsteina krąży niezliczona liczba anegdot częściowo prawdziwych, częściowo zmyślonych. Szereg cech charakteru podchwycyło w nich niewątpliwie trafnie: że jest dowcipny, ale trochę, jak mówimy „nie z tego świata“, pełen ufności, myślami często błądzi zupełnie gdzie



indziej, że wybucha głośnym śmiechem, bawi się swoją bogatą czupryną, że nie uznaje noszenia krawata ani skarpetek. Żadne jednak opowiadanie nie wystarczy, by rozszyfrować w pełni charakter Einsteina. Chcąc go zrozumieć, nie należy iść drogą indukcji, to znaczy wnioskować o jego osobowości z faktów lub zdarzeń. Tak jak w fizyce teoretycznej, tak i pisząc o Einsteinie, wydaje się, że prostsza jest metoda dedukcyjna i prędzej prowadzi do celu. Na pytanie „dlaczego“ nie trudno chyba odpowiedzieć. Sprawy materialne znaczą w życiu Einsteina mniej niż w życiu kogokolwiek innego. Świat jego wrażeń zmysłowych, odczucie zimna, głodu czy

bólu przysłonięte są światem przeżyć wewnętrznych o niezwykłym nasileniu.

Przygodą w życiu Einsteina jest przygoda jego umysłu.

IV

Spacerowaliśmy kiedyś z Einsteinem po dziedzińcu Uniwersytetu w Princeton i rozmawialiśmy o sprawach bardzo luźno związanych z fizyką. Zapytałem go wówczas, co, jego zdaniem, było przyczyną, że stał się najślawniejszym ze wszystkich współczesnych fizyków, a może nawet sławą przyćmił wszystkich fizyków przeszłości. Przypominam sobie, że pytanie to nie wzbudziło większego jego zainteresowania, i że Einstein nie wypowiedział wtedy niczego, co byłoby szczególnie trafne lub godne zapamiętania. Spróbowałem więc sam przedstawić pewną teorię, według której wielka sława Einsteina narodziła się tuż po pierwszej wojnie światowej, kiedy ludzie mieli dość zabijania, nienawiści, nieufności i strachu. Z gazet dowiedzieli się, że promienie świetlne zaginają się w polu grawitacyjnym, że zjawisko to odkryła gdzieś na krańcu świata ekspedycja naukowa, złożona z Anglików, a że przepowiedział je kilka lat wcześniej uczony niemiecki A. Einstein. Przypominało ono swą niezwykłością i pięknem zaćmienie słońca lub blask gwiazd w biały dzień na firmamencie niebieskim. Mówiło, że po obu stronach barykady uczeni pracowali nad nową teorią wszechświata, którą udało się sprawdzić przy współpracy uczonych z tego właśnie kraju, który należał niedawno do obozu wrogów.

Einstein nie wydawał się przekonany, choć nie mógł zaprzeczyć, że jest w tym ziarno prawdy, zresztą nie wyglądało na to, by w ogóle bardzo go obchodziło, czy cała ta teoria jest słuszna, czy też nie. Dziś i mnie samemu rzuca się w oczy jej ograniczoność, choć przekonany jestem, że u podstaw leży myśl słuszna, że narodziny wielkiej sławy Einsteina wiążą się z głębokim pragnieniem pokoju, jakie odczuwała wówczas cała ludzkość.

V

Kiedy Einstein wyklada swe teorie, najzupełniej jest mu obca myśl zrobienia jakiegokolwiek wrażenia na otoczeniu. Wyraża się powoli, ściśle, powtarzając momenty najbardziej istotne, odpowiada cierpliwie na pytania, nie zakładając z góry, że słuchacz musi być geniuszem lub przeciwnie — matosem. Mówi w ten sposób, jakgdyby jedynym jego celem było wyjaśnienie pewnych rzeczy samemu sobie. Nigdy nie słyszy się nuty zarozumiałstwa czy dumy z osobistych osiągnięć, a jeżeli chwali czasem swe własne prace, to robi to z pozycji człowieka, który zupełnie przypadkowo zetknął się z bezcennym klejnotem, którego sam nie jest twórcą.

Jest może jeszcze jedna przyczyna, dla której zetknięcie się z geniuszem Einsteina nigdy nie wprawia w zakłopotanie lub nie wywołuje poczucia niższości.

Wielokrotnie podczas wspólnej pracy zdumiewała mnie głębia jego myśli, rozległość horyzontów, a przede wszystkim wytrwałość z jaką pracuje nad każdym zagadnieniem. (Einstein często zwracał mi uwagę, że zdolności badawczo-naukowe są w pierwszym rzędzie sprawą charakteru). Pomimo tego jednak im dłużej z nim pracowałem, im lepiej go poznawałem, tym bardziej wszystkie te rzeczy wydawały mi się drugorzędne. Wielki jako fizyk, Einstein jest równie wielki jako człowiek. Stykając się z nim, nie jest się przytłoczonym wielkością uczonego. Tę wielkość uczonego wchłania w siebie wielkość, a równocześnie niezwykłość całej jego osobowości. Einstein nie jest do nikogo podobny. Ten prosty fakt stanowi chyba klucz do jego sławy. Odkrycie zakrzywienia promieni świetlnych nie wyjaśnia jego wielkości. Bo gdyby tak było, to dlaczegożby sława ta trwała jeszcze dotąd w szybko zmieniającym się świecie, który zapomina dziś, co ubóstwiał wczoraj. Nieśmiertelną sławę zawdzięcza Einstein swojej wewnętrznej wielkości, którą ludzie niejako instynktownie wyczuwają.

VI

Nie trudno zrozumieć niechęć, jaką czuje Einstein do rozpychania się w życiu łokciami, zadawania innym gwałtu, łatwo ocenić jego gotowość do obrony każdej sprawiedliwej i uczciwej sprawy. Ale nie jest to chyba tak proste, jak się wydaje. Moglibyśmy sądzić, że Einstein jest czuły na odgłosy zewnętrznego świata, podłości, jakie się na nim dzieją, cierpi, gdy słyszy o gwałtach i niesprawiedliwościach. Taki obraz byłby całkowicie fałszywy. Nie znam nikogo równie samotnego i żyjącego w psychicznym odosobnieniu od ludzi jak Einstein. Jego wyjątkowa serdeczność, uczciwość i prostolinijność w obcowaniu z ludźmi i poglądami społecznymi są, pomimo wszelkich pozorów, bezosobowe i oderwane od życia. Jego serca nie ściska żal, oczu nie wypełniają łzy, choć czyny mogłyby świadczyć o człowieku, który cierpi na widok zła i płacze na widok podłości.

Ta specyficzna cecha oderwania od nurtu życia stwarza ograniczenia. Einstein napisał kiedyś, że dla uczonego najlepiej nadaje się zajęcie latarnika, gdyż daje mu dużo wolnego czasu na myślenie i pracę. Staralem się go przekonać, że niewielu ludzi na świecie mogłoby pracować naukowo w takich warunkach, że prawie każdy musi się znajdować w otoczeniu współpracowników. Einstein słuchał, ale trudno mu było pojąć mój punkt widzenia. On sam byłby chyba jedynym uczoneym, któremu odpowiadałby zawód latarnika.

Einstein wie mało o otaczającym go świecie, co z konieczności powoduje, że szereg ludzi źle przedstawia mu sprawy, które warte są jego poparcia, lub też wykorzystując jego uprzejmość i oderwanie od życia, skłania go do popierania spraw, które nie powinny być jego sprawami. Pomimo to, w końcu jednak prawie zawsze Einstein przemawia w imieniu ludzkości i do ludzkości. Znana jest jego wypowiedź o Komisji do badania działalności antyamerykańskiej: „Wyobrażam sobie tylko jeden sposób, w jaki można by zareagować na żądanie współpracy. Każdy intelektualista, który zostanie wezwany przez jakąkolwiek z owych komisji powinien odmówić składania zeznań — co oznacza, że musi być przygotowany na uwięzienie i materialną ruinę, poświęcenie swego osobistego dobrobytu w interesie dobra ogółu“.

Wydaje mi się, że ważniejsze jest, żeby ludzie rozumieli proste słowa, którymi Einstein do nich przemawia, niż żeby zgłębiali jego teorię względności.

„Kiedy będziemy czyści w sercu i umyśle, tylko wtedy znajdziemy dość odwagi, by opanować strach, który krąży po świecie“. Tej właśnie czystości serca i umysłu Einstein poświęca całe swe życie i jest jednym z nielicznych, którzy ją osiągnęli.

I właśnie dlatego w 75 rocznicę jego urodzin ku niemu biegną nasze serdeczne życzenia i myśli.

Leopold Infeld

członek rzeczywisty PAN

Institut Fizyki

Uniwersytetu Warszawskiego

Rola teorii względności w nauce*

Na pytanie jaką rolę odgrywa teoria względności w fizyce współczesnej każdy niemal fizyk da identyczną odpowiedź. Powie on mianowicie, że szczególna teoria względności to gałąź nauki bez której nie można sobie wyobrazić fizyki dnia dzisiejszego; że niezmienniczość praw fizyki wobec transformacji Lorentza to jedna z najważniejszych idei przewodnich prowadzących do znalezienia tych praw; że nurt mechaniki kwantowej łączy się z nurtem teorii względności w jeden głęboki, wartki nurt fizyki współczesnej; że teoria względności lepiej opisuje naszą rzeczywistość aniżeli teoria klasyczna; że istnieje ogromna i stale rosnąca ilość faktów doświadczalnych, które teorię względności potwierdzają, i że dotyczy to głównie szczególnej teorii względności; że nie istnieje ani jeden fakt doświadczalny, który stałby z teorią tą w sprzeczności; że nie ma fizyka, który by wątpił w ważność teorii względności.

A filozof? Jeżeli rozumie i zna fizykę powie to samo. Tylko jeżeli nie zna fizyki będzie mówił o sprzeczności między teorią względności a materializmem dialektycznym. Nie może być sprzeczności, ponieważ teoria względności opisuje rzeczywistość lepiej aniżeli teoria klasyczna; ponieważ doświadczenie wypowiada się wyraźnie za teorią względności w przypadkach gdy jej wypowiedzi są różne od tych w fizyce klasycznej. Nie może więc teoria względności być w sprzeczności z materializmem dialektycznym, ponieważ jest w zgodzie z doświadczeniem i jest jedyną teorią tłumaczącą tak olbrzymi zespół zjawisk.

Oczywiście można różnie interpretować zasadnicze pojęcia w teorii względności. Można je interpretować idealistycznie lub materialistycznie. Ale ten fakt dotyczy również mechaniki klasycznej. I tam może być interpretacja idealistyczna i materialistyczna zasadniczych pojęć.

Pragnę wykazać w niniejszym artykule, że ta różnica pomiędzy interpretacją idealistyczną a materialistyczną istnieje na równi w teorii względ-

* Skrót tego artykułu ukazał się w *Myśli Filozoficznej*.

ności, jak i w mechanice klasycznej, że trudności z tym związane są tylko pozornie większe w teorii względności, głównie dlatego, ponieważ od sformułowania mechaniki klasycznej upłynęło lat przeszło 350, a teoria względności szczególnej dobiega dopiero 50-ki.

Mechanika klasyczna; pojęcia względne i bezwzględne

W mechanice klasycznej rozróżnić winniśmy pojęcia względne i bezwzględne. Zaczniemy od pojęcia układu. Układ związany z ziemią lub ze słońcem — są to układy, w których opisujemy zjawiska przyrody. Prawa mechaniki odnoszą się do tzw. układów inercjalnych. Co to jest układ inercjalny? Jest to układ, w którym ważne jest np. prawo bezwładności. Jest to układ, w którym, ogólnie mówiąc ważne są prawa mechaniki. Ale gdzie w rzeczywistości jest taki układ inercjalny? Na to pytanie nie potrafimy odpowiedzieć. Nie ma w rzeczywistości układów ściśle inercjalnych. Dla niektórych zjawisk możemy przyjąć, że układ związany z Ziemią jest układem inercjalnym. Dla innych, bardziej subtelnych zjawisk, będzie to układ związany ze Słońcem, względem którego Ziemia się obraca; dla niektórych zjawisk (np. gdy mówimy o obrocie naszego całego układu słonecznego) musimy związać układ inercjalny z gwiazdami stałymi.

Zapomnijmy na razie jednak o tej trudności. Będziemy tak rozumowali, jakgdyby idealny układ inercjalny istniał w przyrodzie. Wiemy, że jeżeli mamy jeden taki układ to mamy ich nieskończenie wiele; że prawa przyrody ważne w jednym układzie inercjalnym są ważne w każdym innym, który wobec niego porusza się ruchem jednostajnym. Jest to tak oczywiste, jak fakt, że w pociągu poruszającym się ruchem idealnie jednostajnym obowiązują dokładnie te same prawa co na ziemi. Jeżeli więc mówimy o prawach mechaniki to nie potrzebujemy specyfikować układu inercjalnego, gdyż te same prawa dotyczą wszystkich układów inercjalnych. Prawa mechaniki mają wobec tego charakter *bezwzględny*, gdyż nie zależą od wyboru układu, jak długo ten układ jest inercjalny.

A jakie są pojęcia *względne*? Przede wszystkim *współrzędne punktu*. Wyobraźmy sobie bardzo małe ciało (punkt materialny) poruszające się względem danego układu. Wtedy współrzędne tego punktu będą funkcjami czasu zależnymi od układu, będą one inne dla układu związanego z Ziemią a inne dla układu związanego z poruszającym się pociągiem. Oczywiście, że skoro znamy współrzędne w jednym układzie inercjalnym, to znamy je i w innym układzie inercjalnym, gdy wiemy, z jaką prędkością porusza się ów inny układ wobec układu danego. Nazwijmy takie dwa układy inercjalne poruszające się względem siebie ruchem jednostajnym O i O' . Znając współrzędne punktu materialnego w O i znając prędkość O' względem O możemy wyrachować te współrzędne

w O' . Będą one różne w O i O' i dlatego współrzędne punktu są wielkością *względna*. Znajdujemy te współrzędne w O' przez zastosowanie tzw. transformacji Galileusza, tj. bardzo prostej reguły algebraicznej, która pozwala nam obliczyć współrzędne w O' na podstawie znajomości współrzędnych O i prędkości O' względem O .

Inną względną wielkością jest prędkość. Istotnie prędkość punktu materialnego względem O jest różna od tej względem O' . Jeżeli poruszamy się w pociągu w kierunku jego ruchu, to prędkość nasza względem Ziemi będzie równa sumie prędkości naszej względem pociągu i prędkości pociągu względem Ziemi. Tak więc prędkość jest również pojęciem względnym, gdyż zależy od wyboru układu.

Natomiast czas jest pojęciem bezwzględnym. Według mechaniki klasycznej czas przebiega w ten sam sposób dla wszystkich układów. Masa jest również wielkością bezwzględną. Taką również jest długość sztaby sztywnej, gdyż jest ona taka sama w różnych układach. Wreszcie i przyspieszenie jest również wielkością bezwzględną, gdyż nie zależy od wyboru układu inercjalnego.

Streszczając możemy powiedzieć: w mechanice klasycznej pojęciami bezwzględnymi są: prawa mechaniki, czas, długość sztaby sztywnej, przyspieszenie, masa. Pojęciami względnymi są: współrzędne punktu, prędkość.

O wielkościach bezwzględnych mówimy, że są niezmiennicze wobec transformacji Galileusza. Istotnie przy przejściu od jednego układu do drugiego współrzędne podlegają transformacji Galileusza. Wielkości bezwzględne są nieczułe na te transformacje, są wobec niej *niezmiennicze*. Przede wszystkim ta niezmienniczość wobec transformacji Galileusza odnosi się do praw mechaniki. Oznacza ona — jak już poprzednio powiedziałem — że owe prawa są w każdym układzie takie same.

Z punktu widzenia materialistycznego zarówno wielkości bezwzględne, jak i względne reprezentują coś rzeczywistego, obiektywnie istniejącego w naszym świecie materialnym. Wielkości względne są tak samo obiektywnie istniejące, jak i wielkości bezwzględne.

Teoria względności szczególna; pojęcia względne i bezwzględne

W szczególnej teorii względności, podobnie jak i w mechanice klasycznej, rozróżniamy pojęcia względne i bezwzględne, tylko że ten podział na dwa działy przebiega zupełnie inaczej aniżeli w fizyce klasycznej.

Zacznijmy od pojęcia układu inercjalnego. Ten sam układ, który uważaliśmy za inercjalny w mechanice klasycznej, uważamy za inercjalny w teorii względności: układ w którym spełniona jest zasada bezwładności. Takiego układu ściśle mówiąc nie ma. Tak samo jak tam, tak i tu zado-

wolić się musimy układem w przybliżeniu inercjalnym. Tak samo jak tam, tak samo i tutaj ważną jest zasada względności, (która tam miała nazwę zasady względności Galileusza). Prawa fizyki ważne w układzie O , ważne są w każdym układzie O' , który porusza się względem O ruchem jednostajnym. Prawa fizyki (już nie tylko mechaniki) mają znaczenie bezwzględne, gdyż ważne są w każdym układzie inercjalnym.

Jakie są najważniejsze wielkości względne? Weźmy pod uwagę jakiegokolwiek zjawisko np. błysk światła, albo śmierć Cezara. Każde zjawisko ma w określonym układzie swe współrzędne przestrzenne określające *gdzie* i swą współrzędną czasową określającą *kiedy* to zjawisko nastąpiło. Zarówno współrzędne przestrzenne, jak i współrzędna czasowa są wielkościami *względny*mi według teorii względności szczególnej. Tak, że nie tylko w odpowiedzi na pytanie „gdzie“, ale w odpowiedzi na pytanie „kiedy“ jakieś zjawisko nastąpiło musimy wymienić układ do którego się to „gdzie“ i „kiedy“ odnosi. Czas nie jest więc, jak w mechanice klasycznej, pojęciem bezwzględnym. Czas jakiegoś zjawiska w pociągu poruszającym się będzie inny aniżeli na Ziemi. Różnica ta jest nieistotna dla naszych pociągów, a nawet dla najszybszych samolotów, ale stałaby się dostępna doświadczeniu, gdyby szybkość pociągu była bliska prędkości światła.

Nie tylko czas jest pojęciem względnym, również względnym jest pojęcie równoczesności. Dwa zjawiska równoczesne są według mechaniki klasycznej równoczesne we wszystkich układach. Ale według teorii względności dwa zjawiska równoczesne na Ziemi nie są równoczesne w pociągu; różnica będzie wyraźna, jeżeli pociąg porusza się z prędkością bliską prędkości światła.

Tak więc położenie i czas są pojęciami względnymi, tzn. różnymi w różnych układach. Znając je w jednym układzie O możemy otrzymać ich wartość w innym układzie O' , jeżeli znamy prędkość O' względem O . Otrzymamy je za pomocą tzw. transformacji Lorentza, która odgrywa tę samą rolę co transformacja Galileusza w mechanice klasycznej. Podobnie jak prawa mechaniki były niezmiennicze wobec transformacji Galileusza, tak prawa fizyki są niezmiennicze wobec transformacji Lorentza.

Nie znaczy to oczywiście, że mechanika klasyczna jest błędna, znaczy to tylko, że opisuje nam ona rzeczywistość gorzej aniżeli szczególna teoria względności, że mechanika klasyczna jest słuszna tylko, gdy ruchy ciał są powolne, a traci swoją ważność, gdy prędkości ciał zbliżają się do prędkości światła. Gdy ruchy układu są powolne transformacja lorentzowska przechodzi w transformację Galileusza, a mechanika relatywistyczna w mechanikę klasyczną.

Otóż, w szczególnej teorii względności występuje zupełnie odmienny podział na wielkości względne i bezwzględne aniżeli w mechanice kla-

sycznej. Widzieliśmy, że czas — wielkość bezwzględna w mechanice klasycznej staje się wielkością względną w teorii względności. Natomiast inna ważna wielkość względna według mechaniki klasycznej staje się bezwzględną według szczególnej teorii względności. Tą wielkością jest *prędkość światła*. Według mechaniki klasycznej byłaby to wielkość względna tak jak każda prędkość. Ale doświadczenie uczy nas, że jest to wielkość bezwzględna. Czy źródło światła porusza się ruchem jednostajnym czy też spoczywa, prędkość światła jest zawsze jednakowa. I właśnie to przeniesienie prędkości światła z zespołu wielkości względnych do bezwzględnych powoduje zmianę podziału innych wielkości; powoduje między innymi to, że czas staje się wielkością względną.

W istocie mamy trzy zasadnicze pojęcia bezwzględne w szczególnej teorii względności:

1. Pojęcie praw fizyki niezmienniczych wobec transformacji Lorentza.
2. Pojęcie prędkości światła.
3. Pojęcie przedziału czasoprzestrzennego:

$$ds^2 = (dx^0)^2 - (dx^1)^2 - (dx^2)^2 - (dx^3)^2$$

$$= \eta_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta$$

$$\eta_{00} = 1; \eta_{0m} = 0; \eta_{kl} = -\delta_{kl}$$

$$m, k, l = 1, 2, 3$$

$$\alpha, \beta = 0, 1, 2, 3.$$

Wszystkie inne pojęcia są względne. A więc względne jest pojęcie współrzędnych czasu i przestrzeni. Względne jest pojęcie prędkości mniejszej od prędkości światła. Względne jest pojęcie masy i względne jest pojęcie długości sztaby sztywnej. Ale zasadniczo zachowana jest idea podziału na pojęcia względne i bezwzględne. Tak samo jak tam, w mechanice klasycznej, tak samo i tutaj w szczególnej teorii względności pojęcia względne na równi z pojęciami bezwzględnymi reprezentują rzeczywistość obiektywnie istniejącą.

Filozofom trudno przyzwyczać się do tego nowego podziału. Jako przykład weźmy długość sztaby sztywnej. Otóż długość ta jest pojęciem względnym, tzn. długość tej sztaby zależy od jej prędkości, albo, innymi słowy, od prędkości układu, w którym ta sztaba spoczywa. Sztaba jest skrócona w kierunku ruchu. Może nasunąć się pytanie, czy to skrócenie jest rzeczywiste, czy też nie. Równie nonsensowne byłoby w mechanice klasycznej pytanie, czy współrzędne punktu poruszającego się są równie rzeczywiste jak współrzędne punktu spoczywającego. Oczywiście, jak każda wielkość względna, długość sztaby reprezentuje rzeczywistość. Jej opis wymaga wyszczególnienia układu, w którym ta sztaba spoczywa.

Sztaba spoczywa w jednym układzie inercjalnym, a porusza się względem innych układów inercjalnych. Jej długość, tak samo jak i masa, jest wielkością względną.

Przeszło 11 lat temu toczyła się na łamach *American Journal of Physics* dyskusja pomiędzy Dinglem a Epsteinem o tym, między innymi, czy skrócenie jest rzeczywiste czy też nie. Ponieważ ton tej dyskusji stawał się coraz ostrzejszy, poproszono mnie o wypowiedź w tej sprawie. Artykuł swój zakończyłem uwagą ironiczną w stosunku do tych fizyków w Ameryce, którzy odżegnywują się od filozofii i jej społecznych implikacji.

„Widzę (słusznie lub niesłusznie) w tej różnicy opinii przykład dwóch różnych filozoficznych poglądów znanych pod nazwą realizmu i idealizmu. Ja zgadzam się z Epsteinem i nazwałbym to skrócenie rzeczywistym, ale nie widzę, jak mógłbym kogokolwiek przekonać logicznymi argumentami. Obawiam się, że argumentując musiałbym zwalczać filozofię idealizmu i musiałbym wykazać, że idealizm prowadzi do nastawień społecznych, które ja uważam za fałszywe. Ale jeżeli fizyk mówiąc do innych fizyków o zagadnieniach technicznych wspomina nastawienia społeczne, to najwyższy czas dla niego, aby zamilkł“ (*American Journal of Physics*, 1943).

Teoria względności ogólna; pojęcia względne i bezwzględne

Ogólna teoria względności po raz pierwszy od czasów Newtona atakuje i rozwiązuje w nowy oryginalny sposób problem grawitacji. Formuluje ona 10 równań pola grawitacyjnego dla 10 składowych tego pola. Owe równania pola grawitacyjnego nie zależą od wyboru układów. Teoria względności ogólna dopuszcza układ zupełnie dowolny. Pozbywa się ona w ten sposób pojęcia układu inercjalnego któremu i tak w przyrodzie nie ściśle nie odpowiada. Każdy układ jest równie dobry. Prawa fizyki są niezmiennicze wobec dowolnej transformacji przestrzenno-czasowej. Teraz już, tj. w polu grawitacyjnym, nawet prędkość światła nie jest prędkością bezwzględną, jedynie bezwzględne są prawa fizyki i element czasowo-przestrzenny. Wszystkie inne pojęcia są względne.

Z czysto matematycznego sformułowania teorii względności wynika, że wszelkie układy nadają się równie dobrze do matematycznego opisu ruchu. Oczywiście, że nonsensem, z którym nie warto dyskutować, jest łączenie z tym faktem czegoś co uwłaczałoby pamięci wielkiego Kopernika. Dużo zmieniło się w ciągu 410 lat od jego śmierci. Niektóre jego idee przestały być prawdziwe, co w niczym nie zmniejsza jego wielkości. Jeżeli chodzi o ogólną teorię względności rozważania fizyczne przywracają ważność układowi kopernikańskiemu. Przecież nie chcemy odrywać teorii od praktyki, teorii od życia. Czy naprawdę fizycznie te dwa

układy kopernikański i ptolomeuszowski są równoważne? To znaczy, czy w praktyce, w konkretnych fizycznych zagadnieniach, gdy stosujemy ogólną teorię względności, czy wówczas uważamy obydwie te układy za równoważne?

Zapytajmy jak postępuje teoria względności w konkretnym przypadku, gdy np. przewiduje ruch perihelionowy Merkurego — jeden z największych triumfów nauki. Wiadomo, że w wypadku Merkurego — planety najbliższej Słońca — odstępstwa od ruchu newtonowskiego będą najwyraźniejsze. Istotnie, ogólna teoria względności przewiduje, że Merkury będzie się poruszał po elipsie tak, jak tego chce mechanika newtonowska, ale równocześnie ta elipsa będzie się obracała w kierunku ruchu planety Merkury bardzo powoli, bo tylko o 42 sekundy w ciągu stu lat. Postawiliśmy typowe pytanie i otrzymaliśmy typową odpowiedź. Pytanie było: jaki nowy efekt relatywistyczny bardzo słaby wybiegający poza teorię newtonowską występuje w przypadku Merkurego. Aby na to pytanie odpowiedzieć, musimy użyć *tego samego* układu co w teorii newtonowskiej, bo tylko wówczas porównanie teorii względności z teorią newtonowską ma sens. To znaczy, musimy użyć układu w którym Słońce spoczywa, układu, który daleko od Słońca może uchodzić za inercjalny. Jeśli układ posiada te dwie cechy, że Słońce w nim spoczywa i że jest inercjalny daleko od Słońca, to nadaje się on do naszej dyskusji. W każdym takim układzie potrafimy wysłowić rezultat wynikający z ogólnej teorii względności o ruchu perihelionowym Merkurego. O ile te dwa warunki są spełnione układ może być poza tym dowolny. Istotnie ruch perihelionowy mówi nam, że tyle i tyle obrotów regularnych newtonowskich przypada na jeden obrót całkowity perihelionowy. Takie powiedzenie jest zupełnie niezależne od wyboru układu o ile układ spełnia te dwa warunki o których mówiłem, tzn. Słońce w spoczynku, inercjalność w nieskończoności.

Wyobraźmy sobie obserwatora bardzo daleko od Słońca wskazującego jedną sztabą sztywną w kierunku Słońca, a drugą w kierunku Merkurego w chwili kiedy kąt pomiędzy tymi sztabami jest najmniejszy. W zasadzie można to uczynić w systemie inercjalnym (daleko od Słońca) gdyż tam ciała sztywne, kąty etc. są reprezentowane przez znane pojęcia euklidesowe. Wówczas sztaba wskazująca w kierunku Merkurego opíše elipsę około Słońca znajdującego się w ognisku tej elipsy i spoczywającego. Ale po jednej rotacji pozycja perihelionowa (tj. najmniejszy kąt pomiędzy tymi dwoma sztabami) będzie z lekka przesunięta. Po wielu rotacjach wyjściowa pozycja perihelionowa od której nasz idealny obserwator rozpoczął, będzie znowu osiągnięta. Możemy zadać pytanie: po ilu rotacjach Merkurego punkt perihelionowy odbędzie jedną rotację? Tego rodzaju sformułowanie zagadnienia nie ma nic wspólnego z układem współrzędnych, ale zakłada, że Słońce jest w spoczynku, że układ nasz jest iner-

cialny w nieskończoności, bo tylko w takim układzie istnieją ciała sztywne, kąty o własnościach znanych z geometrii euklidesowej (praktycznie takim układem jest Ziemia).

Widzimy więc, że wprowadzie z punktu widzenia matematycznego układ jest dowolny, ale z punktu widzenia fizycznego tej dowolności nie ma. Układy muszą być inercjalne w nieskończoności i takie w których Słońce spoczywa gdy rozważamy pole Słońca. To samo dotyczy uginania promieni gwiazdy w polu Słońca, to samo dotyczy zmiany częstości linii widmowych w polu grawitacyjnym Słońca. We wszystkich tych przypadkach używamy układu w którym Słońce spoczywa i który jest inercjalny w nieskończoności. Podkreślenie równoznaczności układów ma charakter idealistyczny, gdyż sprzeczne jest z doświadczeniem, z tym, w jaki sposób teorią względności się posługujemy. Z punktu widzenia fizycznego, z punktu widzenia zastosowań teorii względności układ heliocentryczny i ptolomeuszowski nie są więc równoważne.

Wydaje mi się, że dalsze ograniczenie układu przez nałożenie czterech warunków harmoniczności jest zupełnie zbędne.

Układ harmoniczny dany jest przez cztery warunki

$$\frac{\partial (\sqrt{-g} g''^{\nu})}{\partial x^{\nu}} = (\sqrt{-g} g''^{\nu})_{,\nu} = 0.$$

Argumenty, które za tym ograniczeniem przytacza Fock [1] są następujące: w ten sposób otrzymuje się uprzywilejowany układ współrzędnych wyznaczony z dokładnością do transformacji Lorentza. Fock poprzedza to twierdzenie ostrożnym sformułowaniem „mamy wszelkie podstawy do sądzenia“. Wydaje mi się wątpliwym, czy tak jest naprawdę. Załóżmy jednak, że tak jest, że istotnie otrzymujemy układy uprzywilejowane wyznaczone z czterech warunków harmonicznych. Czy nie byłyby tak samo wyznaczone układy z innych czterech warunków podobnych do harmonicznych, ale niezupełnie harmonicznych?

Aby jednak zbadać, czy naprawdę dodatkowe warunki są konieczne, zwróćmy jak i poprzednio uwagę na praktykę. Czy posługujemy się układami harmonicznymi w konkretnych zagadnieniach? Dwa najważniejsze zagadnienia w teorii względności to problem planety krążącej dookoła Słońca (problem jednego ciała) i problem dwóch lub więcej ciał. Jeżeli chodzi o problem jednego ciała, to tam na ogół nie używamy układu harmonicznego; jak powiedzieliśmy, każdy układ jest dobry, byle kopernikański i inercjalny w nieskończoności. A problem dwóch ciał? Otóż w swojej pracy z roku 1939 otrzymuje Fock ruch newtonowski pozornie na podstawie użycia układu harmonicznego. Pokazać możemy, że jest to tylko pozorne. Istotnie w pracy naszej [4] używamy innego układu współrzędnych i również otrzymujemy to samo newtonowskie równanie

ruchu. Pokazać można, że tak jak u Focka, równania newtonowskie wynikają pozornie z równań harmoniczných, tak u nas newtonowskie równania ruchu można otrzymać zupełnie analogicznie do metody Focka z równań zbliżonych do harmoniczných, ale w zasadzie odmienných.

Czytelnikom lepiej obeznanym z ogólną teorią względności mogą to okazać w ujęciu bardziej ścisłym.

W pracy cytowanej [4] wprowadziliśmy następujące oznaczenia, które tutaj powtarzamy:

$$g_{\alpha\beta} = \eta_{\alpha\beta} + h_{\alpha\beta} \quad (2)$$

Następnie wprowadziliśmy $\gamma_{\alpha\beta}$ przez równanie

$$\gamma_{\alpha\beta} = h_{\alpha\beta} - \frac{1}{2} \eta_{\alpha\beta} \eta^{\sigma\epsilon} h_{\sigma\epsilon}. \quad (3)$$

Posługuję się teraz równaniami grawitacyjnymi $R_{\alpha\beta} = 0$ w które podstawiamy γ w następujących rzędach:

$$\begin{aligned} \gamma_{00} & \text{ rzędu dwa: } \gamma_{200} \\ \gamma_{0k} & \text{ „ trzy: } \dot{\gamma}_{30k} \\ \gamma_{kl} & \text{ „ cztery: } \gamma_{4kl}. \end{aligned} \quad (4)$$

W ten sposób dochodzimy do następujących równań

$$\begin{aligned} \gamma_{200,ss} &= 0 \\ \dot{\gamma}_{30m,ss} &= 0 \\ \gamma_{4mn,ss} &= 2A_{4mn}, \end{aligned} \quad \left(\gamma_{\alpha\beta,\sigma} = \frac{\partial \gamma_{\alpha\beta}}{\partial x^\sigma} \right) \quad (5)$$

gdzie A_{4mn} jest funkcją γ_{200} i $\dot{\gamma}_{30m}$ za które na razie nie podstawimy wartości szczególných, wynikających z (5).

Równania (5) są równaniami grawitacyjnymi dla próżni zmodyfikowanymi przez następujące warunki współrzędne

$$\begin{aligned} \gamma_{30r,r} - \gamma_{200,0} &= 0 \\ \gamma_{4mr,r} &= 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Tutaj postawienie „1“ pod zerem w $\gamma_{200,0}$ wymaga pewnego wyjaśnienia, które równocześnie wytłumaczy dlaczego równania (5) wynikają z równań grawitacyjnych. Zakładamy — i to jest zasadnicze dla użytej metody

aproxymacyjnej — że ruch jest quasistacjonarny; tzn. że różniczkowanie względem czasu obniża rząd wielkości o jeden. Tak więc $\gamma_{00,0}^2$ jest rzędu „3“.

Powróćmy teraz do równań (5) i napiszmy ich rozwiązanie, które reprezentuje osobliwości pola. Oczywiście, że zdajemy sobie sprawę z tego, że osobliwości nie reprezentują mas ciągłych. Zajmijmy się jednak tutaj masami, dla których zakładamy centralną symetrię, masami, których ruch reprezentuje ruch ich środków. Interesuje nas ich pole zewnętrzne. Dlatego też możemy przedstawić te masy przez osobliwości pola. Dla prostoty założmy dwie masy ze współrzędnymi

$$\eta^s(t) \text{ i } \zeta^s(t). \quad (7)$$

Wówczas jako rozwiązanie (5) zakładamy dla γ_{00}^2 :

$$\gamma_{00}^2 = -4m^1(r)^{-1} - 4m^2(r)^{-1} = 2\varphi. \quad (8)$$

Tutaj m^1 jest masą pierwszej cząstki i jest rzędu dwa. Podobnie m^2 jest masą drugiej cząstki. Wówczas r jest:

$$(r)^2 = (x^s - \eta^s)(x^s - \eta^s). \quad (9a)$$

Podobnie:

$$(r)^2 = (x^s - \zeta^s)(x^s - \zeta^s). \quad (9b)$$

Teraz γ_{0r}^3 musi być funkcją harmoniczną zgodnie z (5), spełniającą równanie (6):

$$\gamma_{0r}^3 = \gamma_{00,0}^2 = 4m^1(r)^{-1} \dot{r} + 4m^2(r)^{-1} \dot{\zeta}^r, \quad (10)$$

z czego wynika:

$$\gamma_{0r}^3 = 4m^1(r)^{-1} \dot{r} + 4m^2(r)^{-1} \dot{\zeta}^r. \quad (11)$$

Zwróćmy naszą uwagę na ostatnie z równań (5), które napiszę *explicite*:

$$\gamma_{mn,ss}^4 = -\gamma_{0m,0n}^3 - \gamma_{0n,0m}^3 + 2\delta_{mn}\varphi_{,00} - 2\varphi\varphi_{,mn} - \varphi_{,m}\varphi_{,n} + \frac{3}{2} m_n \varphi_{,s} \varphi_{,s}. \quad (12)$$

Szukamy rozwiązania tego równania blisko pierwszej cząstki. Również szukamy tych wyrazów, które są rzędu zerowego w $(x^s - \eta^s)$. Pierwsze trzy wyrazy po prawej stronie (12), tzn. wyrazy liniowe dają następujące rozwiązanie w pobliżu pierwszej cząstki.

$$-2m^1(r)^{-1} \{ (x^n - \eta^n) \ddot{\eta}^m + (x^m - \eta^m) \ddot{\eta}^n - \delta_{mn} (x^s - \eta^s) \ddot{\eta}^s \}. \quad (13)$$

Jest nieco trudniej znaleźć rozwiązanie dla nieliniowych wyrazów. Ponieważ szukamy rozwiązań dla η_{mn} , które są rzędu zerowego w $x-\eta^s$ jesteśmy zainteresowani tylko w tych wyrazach w (12), które są rzędu „-2“. Oto one:

$$-4\frac{1}{2}\frac{2}{2}m\dot{m}\{\partial_{\eta^s}(r)^{-1}(x^s-\eta^s)(r)^{-1},_{mn} + \partial_{\eta^m}(r)^{-1}(r)^{-1},_n + \partial_{\eta^m}(r)^{-1},_m - 3\partial_{\eta^s}(r)^{-1}(r),_s\dot{\partial}mn\}, \quad (14)$$

gdzie

$$r^2 = (\eta^s - \zeta^s)(\eta^s - \zeta^s).$$

Możemy łatwo sprawdzić, że rozwiązanie tej części prawej strony (12) jest:

$$2\frac{1}{2}\frac{2}{2}m\dot{m}\partial_{\eta^s}(r)^{-1}\left\{\frac{(x^m-\eta^m)(x^n-\eta^n)(x^s-\eta^s)}{r^3} + 2\delta_{mn}\frac{x^s-\eta^s}{r}\right\}. \quad (15)$$

A więc γ_{mn} jest sumą (13) i (15) we wszystkich wyrażeniach w $(x^s-\eta^s)$ rzędu zerowego.

Chcemy teraz, by $\gamma_{mn,n}$ było równe zero. To musi być słuszne dla wszystkich rzędów $(x^m-\eta^m)$, a więc musi być słuszne dla rzędu „-1“. Widzimy, wyrachowując

$$\gamma_{ms,s} \sim \{\text{rów. (13)} + \text{rów. (15)}\},_s, \quad (16)$$

że mamy dla wyrazów rzędu „-1“ w sąsiedztwie pierwszej cząstki:

$$\gamma_{mr,r} = -4\frac{1}{2}\frac{1}{2}m(r)^{-1}\{\ddot{\eta}^m - \frac{2}{2}m\partial_{\eta^m}(r)^{-1}\}. \quad (17)$$

A więc warunek na współrzędne jest tylko wtedy spełniony, jeżeli

$$\ddot{\eta}^m = \frac{2}{2}m\delta_{\eta^m}(r)^{-1}, \quad (18)$$

to znaczy, jeżeli Newtonowskie równania ruchu są ważne. Wiemy jednak, że równania ruchu można otrzymać [2] z całek powierzchniowych A_{mn} , które nie zależą od γ_{mn} w ogóle. A więc wbrew podanemu tutaj dowodowi, idącemu śladem dowodu Focka, nie mają nic wspólnego z warunkiem na współrzędne $\gamma_{mn,n}=0$. Jest mniej oczywisty, a jednak prawdziwy fakt, że nawet w następnej aproksymacji równania ruchu nie mają nic wspólnego zarówno z warunkiem na współrzędne $\gamma_{mn,n}=0$, jak i z warunkiem $\gamma_{00,0} - \gamma_{0s,s} = 0$ [3,5].

Równania ruchu newtonowskie i pozanewtonowskie nie mają nic wspólnego z układem harmonicznym. Mają natomiast wiele wspólnego z użytą przez nas metodą przybliżenia i z warunkiem inercjalności w nieskończoności.

Filozofia a teoria względności

Często zarzuca się Einsteiniemu idealizm i pozytywizm; z tego wnioskuje się, że należy odrzucić teorię względności. Stwierdźmy przede wszystkim raz jeszcze to, cośmy powiedzieli na początku: że teoria względności jest zgodna z praktyką i jako taka musi być zgodna z materializmem dialektycznym.

Lenin i Engels nauczyli nas odróżniać poglądy filozoficzne uczonych od ich zasług w ich własnej dziedzinie. Lenin często pisze o tym, że wielcy fizycy są materialistami w swej konkretnej pracy naukowej niezależnie od tego jakie są ich poglądy filozoficzne. Dotyczy to w wysokim stopniu Einsteina. Zacytujemy dla przykładu to, co mówi Einstein przeciwko Machowi, pisząc o fizyce (*Fizyka i rzeczywistość*, 1939):

„Dla fizyki fenomenologicznej jest charakterystyczne, że posługuje się ona pojęciami bliskimi przeżyciom, dlatego też rezygnować musi z jednolitości swych podstaw. Ciepło, elektryczność i światło opisane są przez specjalne zmienne stanu i stałe materiałowe... i wszystkie te zmienne wielkości opisać we wzajemnej czasowej zależności było problemem rozwiązalnym tylko empirycznie. Wielu współczesnych Maxwellowi widziało w tego rodzaju przedstawieniu ostateczny cel fizyki. Z powodu stosunkowej bliskości pojęć występujących z przeżyciami uważali, że te pojęcia indukcyjnie z tych wrażeń wynikają. J. S. Mill i E. Mach ze stanowiska teorii poznania reprezentowali podobny punkt widzenia.

Według mnie największy triumf newtonowskiej mechaniki polega na tym, że jej konsekwentne zastosowanie doprowadziło do przewyciężenia tego fenomenologicznego punktu widzenia, mianowicie w dziale zjawisk cieplnych. Stało się to poprzez kinetyczną teorię gazów i poprzez mechanikę statystyczną... W ten sposób poprzednia bardziej fenomenologiczna fizyka (albo przynajmniej jej część), przy pomocy mechaniki newtonowskiej została sprowadzona dla atomów i cząsteczek na jednorodny fundament, daleki od wrażeń osobistych“.

W innym miejscu, pisząc o teorii kwantów, występuje przeciwko idealizmowi Berkeleyya (*Physics Today* 1950):

„Co mnie się nie podoba w tych argumentach teoretyków kwantowych, którzy uważają, że teoria kwantów daje zupełny opis zjawisk elementarnych, to pozytywistyczny pogląd, który z mojego punktu widzenia

jest nie do przyjęcia i który w istocie jest tym samym, co zasada Berkeleya *esse est percipi*“.

Einstein nie jest materialistą. Wśród naukowców na Zachodzie znajdziemy tylko bardzo niewielu świadomych materialistów dialektycznych. O ważności materializmu dialektycznego przekonałem się tutaj widząc, jak filozofia ta związana jest z ustrojem socjalistycznym i z postępem społecznym.

Pamiętajmy jednak, że żaden fizyk nie może sobie wyobrazić nauki współczesnej bez teorii względności, dlatego że wie i rozumie, że teoria ta wzbogaciła niezmiernie naszą wiedzę o świecie materialnym.

Literatura

1. V. A. Fock, J. Phys. U. S. S. R., 81, (1939), „Myśl Filozoficzna“ 4 (1953).
2. A. Einstein, L. Infeld, Can. J. Math. 1, 209—241 (1949).
3. L. Infeld, Can. J. Math., 5, 17—25 (1953).
4. A. Einstein, L. Infeld, B. Hoffman, Ann. Math. 39, 66—100 (1938).
5. R. Teisseyre, Acta Phys. Polon. 13, 47 (1954).

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Technika eksperymentalna fizyki jądra atomowego

Konferencja robocza w Krakowie

W dniach od 25 do 28 listopada 1953 r. odbyła się w Krakowie konferencja specjalna na tematy techniki eksperymentalnej fizyki jądra atomowego.

Organizatorem oraz przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego Konferencji był prof. dr H. Niewodniczański. Poza nim w skład Komitetu wchodził: mgr J. H e n n e l, dr A. H r y n k i e w i c z, dr J. J a n i k, mgr A. S t r z a ł k o w s k i i mgr S. Ś w i e r s z c z e w s k i.

Posiedzenia, których ogółem było osiem, odbywały się w gmachu Collegium Physicum przy ul. Gołębiej 13.

W Konferencji wzięło udział 133 uczestników: 55 osób z Krakowa, 78 z innych ośrodków, w czym z Warszawy — 41, z Łodzi — 6, z Gdańska — 9, z Wrocławia — 5, z Torunia — 3, z Lublina — 2, z Poznania — 11, ze Stalinogrodu — 1.

Na każdym posiedzeniu wygłaszane były jeden lub dwa referaty ogólne i kilka referatów specjalnych, które grupowano tematami.

Referatów ogólnych było 11, w czym 4 dotyczyły metod otrzymywania i akceleracji cząstek, 6 — metod detekcji, 1 — zastosowań metod fizycznych w innych dziedzinach wiedzy.

Wygłoszono ogółem 39 referatów specjalnych, z których większość stanowiła omówienie prac wykonanych bądź wykonywanych w poszczególnych krajowych ośrodkach badawczych, pozostałe zaś były referatami z ciekawszych prac technicznych z publikacji zagranicznych.

Konferencja rozpoczęła się 25 listopada o godz. 9. Otwarcia dokonał prof. dr H. Niewodniczański wygłaszając krótkie przemówienie, w którym powitał obecnego na Konferencji przedstawiciela Polskiej Akademii Nauk prof. dra S. M i n c a, wszystkich zgromadzonych profesorów oraz innych pracowników naukowych i podziękował uczestnikom za przybycie. Zgromadzeni uczcili dwuminutową ciszą pamięć zmarłych niedawno prof. S. P i e ń k o w s k i e g o i prof. C. B i a ł o b r z e s k i e g o.

Na posiedzeniu przewodniczył prof. dr M. Mięśowicz, sekretarował mgr L. T u r e k.

Prof. dr A. S o ł t a n (Warszawa) wygłosił referat pt. „Akceleratory liniowe”. W dyskusji po referacie zabierali głos: mgr O. D a s z k i e w i c z.

mgr O. Wołczek, mgr K. Grotowski, dr A. Hrynkiewicz, prof. H. Niewodniczański.

Następnie wygłoszono referaty specjalne. Mgr Z. Ogrzewalski (Gdańsk) mówił na temat liczników gazowo-cieczowych. Po referacie odbyła się dyskusja, w której wzięli udział: prof. A. Sołtan, mgr K. Grotowski, dr A. Hrynkiewicz, mgr K. Ostrowski, mgr B. Sujak, mgr Z. Ryll, prof. H. Niewodniczański.

Pracownik naukowy Bułgarskiej Akademii Nauk N. Kaszukiejew, specjalizujący się obecnie w fizyce jądra atomowego w Zakładzie Izotopów Promieniotwórczych Instytutu Fizyki PAN, wygłosił referat pt. „Dyskowy generator wysokiego napięcia“, opierając się w nim na publikacjach dotyczących takiego generatora zbudowanego w Leningradzie oraz na własnych obliczeniach rozkładu napięć na segmentach rotora.

Referent pozdrowił uczestników Konferencji w imieniu fizyków bułgarskich i wyraził nadzieję, że nawiązane zostaną żywsze stosunki naukowe i kulturalne między tymi dwoma narodami.

W dyskusji nad referatem N. Kaszukiejewa wzięli udział: prof. A. Sołtan, prof. H. Niewodniczański, mgr S. Świerszczewski.

Posiedzenie popołudniowe rozpoczęło się o godz. 16.30; przewodniczył prof. dr A. Sołtan, sekretarzował mgr J. Rydygier.

Na wstępie prof. dr H. Niewodniczański (Kraków) wygłosił referat o akceleratorach cyklicznych; w dyskusji po referacie brali udział: prof. A. Sołtan i dr J. Massalski. Następnie wygłoszono szereg referatów specjalnych:

Mgr S. Świerszczewski mówił o generatorach neutronowych niskiego napięcia. Frapujący tytuł referatu zgotował słuchaczom pewne rozczarowanie, chodziło bowiem o egzotermiczną reakcję ${}^3\text{H} + {}^2\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^1_0\text{n} + 17,6 \text{ MeV}$, której maksimum wydajności przypada na energię deuteronów 100 keV; z otrzymywaniem trytu związane są ogromne trudności i wydaje się, że łatwiej jest zbudować układ wysokonapięciowy i do otrzymywania neutronów zastosować jakąkolwiek inną reakcję jądrową, na przykład ${}^3\text{Li} + {}^2\text{H}$.

Ten sam prelegent mówił jeszcze o podwajaniu energii cząstek w akceleratorach o stałym napięciu przez wyzyskanie zjawiska zmiany znaku jonów przy przejściu przez folie. W dyskusji po referacie mgra S. Świerszczewskiego zabierali głos: dr J. Janik, mgr S. Zmysłowska, prof. A. Sołtan, dr A. Hrynkiewicz, dr R. Kołodziejcki.

Następnie doc. mgr Z. Wilhelmi (Warszawa) zreferował swoją pracę kandydacką o metodach pomiarów przekrojów czynnych niektórych

reakcji z neutronami. Metoda polegała w zasadzie na pomiarze promieniotwórczości beta izotopu powstałego z reakcji (n, p).

Na zakończenie mgr L. P o m o r s k i (Kraków) wygłosił 2 referaty: „Wykrywanie małych nieszczelności aparatów próżniowych za pomocą manometru Penninga nowego typu“ i „Magnetyczne źródło jonów z zimną katodą“. W pierwszym referacie prelegent podzielił się ze słuchaczami swymi doświadczeniami z manometrem Penninga, określając duże jego zalety; w drugim — omówił źródło jonów zastosowane przy zbudowanym w Utrechcie generatorze na 800 keV. Nad poruszonymi w tych referatach zagadnieniami dyskutowali: prof. A. S o ł t a n, dr A. H r y n k i e w i c z, doc. Z. W i l h e l m i, mgr Z. R y l l, prof. W. M o ś c i c k i.

Przedpołudniowe posiedzenie w czwartek dnia 26 listopada rozpoczęło się o godz. 9. Przewodniczył na nim prof. dr L. N a t a n s o n, sekretarzem był mgr W. K u s c h. Pierwsza część posiedzenia poświęcona było pracom grupy, zajmującej się badaniem promieniowania kosmicznego techniką licznikową. Pracami tej grupy kieruje prof. dr M. M i ę s o w i c z (Kraków). Wygłosił on referat wstępny „Technika hodoskopów licznikowych“. II część referatu ogólnego pod tym tytułem wygłosił mgr A. Z a w a d z k i (Łódź). Omówił on technikę hodoskopów zarówno od strony eksperymentalnej, jak i rachunkowej.

Mgr L. T u r e k (Kraków) zreferował stan prac nad budową hodoskopu licznikowego w Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie.

Mgr S. M i c h a ł a k (Łódź) omówił właściwości używanych w wyżej wymienionych pracach liczników ze szklaną katodą, co stanowiło wyniki jego własnej pracy badawczej.

Prace grupy prof. dra M. M i ę s o w i c z a wywołały ożywioną dyskusję, w której zabierali głos: prof. A. S o ł t a n, prof. W. M o ś c i c k i, mgr K. O s t r o w s k i, dr J. M a s s a l s k i, mgr O. D a s z k i e w i c z, prof. dr I. A d a m c z e w s k i, mgr A. Z a w a d z k i.

Następna grupa referatów dotyczyła budowanych w różnych ośrodkach w Polsce akceleratorów z generatorami elektrostatycznymi. Z planami konstrukcyjnymi i stanem prac nad budową akceleratora deuteronów z generatorem w układzie G r e i n a c h e r a budowanym w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej UJ zapoznał uczestników Konferencji mgr S. Ś w i e r s z c z e w s k i.

E. Ł o ż y ń s k i (Kraków) zreferował krótko publikowaną niedawno metodę zwiększania gęstości prądu w generatorach elektrostatycznych i w generatorach typu v a n d e G r a a f f a. Polega ona na zastosowaniu dodatkowych elektrod, rozmieszczonych symetrycznie względem pasa, zapobiegających szkodliwemu porywaniu przenoszonego ładunku przez elektrodę ładującą.

Prof. dr I. Adamczewski (Gdańsk) omówił konstrukcję generatora van de Graaffa w Zakładzie Fizyki Akademii Medycznej w Gdańsku i przedstawił zebranych trudności, na jakie napotyka uruchomienie tego generatora.

Nad zaletami i wadami konstrukcyjnymi omawianych generatorów dyskutowali: prof. A. Sołtan, prof. H. Niewodniczański, dr W. Żuk, mgr L. Pomorski, mgr S. Świerszczewski, prof. L. Natanson.

Następnie prof. dr H. Niewodniczański przedstawił stan prac nad cyklotronem Zakładu Fizyki Jądra Atomowego Instytutu Fizyki PAN. Średnica nabiegunków cyklotronu wynosi 48 cm. Referent zwrócił uwagę na duże trudności materiałowe i techniczne, na które napotkał w rozpoczynającej się budowie. W dyskusji, w której głos zabierali: prof. A. Sołtan i prof. I. Adamczewski, pewne wątpliwości budził projektowany system chłodzenia uzwojeń.

Uczestnicy konferencji mieli sposobność oglądania będącego w budowie generatora w układzie Greinachera oraz elektromagnesu cyklotronowego. Objasnień udzielali pracownicy naukowcy Zakładu Fizyki Jądra Atomowego Instytutu Fizyki PAN.

Posiedzeniu popołudniowemu, które rozpoczęło się o godz. 16.30, przewodniczył prof. I. Adamczewski, sekretarzem był mgr Z. Ogrzewalski.

Posiedzenie rozpoczęło się referatem ogólnym prof. dra J. Pniewskiego (Warszawa) o nowoczesnych metodach spektrometrii β .

Po referacie odbyła się dyskusja, w której wzięli udział: dr A. Hrynkiwicz, prof. L. Natanson, dr J. Janik, dr W. Żuk, dr R. Kołodziejski, mgr K. Grotowski, prof. M. Mięsowicz, doc. M. Danysz, mgr K. Ostrowski.

Następnie wygłoszono szereg referatów specjalnych, tematycznie związanych z referatem ogólnym.

J. Żylicz (Warszawa) mówił o spektrometrze budowanym w Instytucie Fizyki Doświadczalnej UW. W dyskusji po referacie zabierali głos: dr A. Hrynkiwicz, mgr K. Grotowski, prof. J. Pniewski, prof. H. Niewodniczański, dr W. Żuk.

Mgr A. Stegner (Warszawa) wygłosił referat pod tytułem „Źródło $RdTh$ do cechowania spektrometru β ”. Źródło takie zostało wykonane przez referującego w Instytucie Fizyki Doświadczalnej UW. Prof. dr C. Pawłowski miał zastrzeżenia co do zbyt dużej wydajności otrzymanego źródła. Na wysunięte zarzuty odpowiedział prof. J. Pniewski, pod którego kierunkiem robiona była ta praca.

Następnie prof. J. Gierula (Warszawa) zreferował publikację o względnej przepuszczalności cząstek przez okienka liczników Geigera-

Müllera, a dr A. Hrynkiwicz (Kraków) — o cienkościennych licznikach na miękkie promieniowanie γ . Po krótkiej dyskusji nad tymi referatami, w której wzięli udział prof. A. Sołtan, mgr J. Heffner i prof. I. Adamczewski, mgr K. Ostrowski (Kraków) wygłosił referat: „Szybkoliczące liczniki Geigera-Müllera“. Dyskutowali nad tym referatem mgr A. Zawadzki, mgr K. Grotowski, mgr B. Sujak.

Na zakończenie mgr Z. Sobczyński (Gdańsk) wygłosił 2 referaty: „Wyznaczanie przekrojów czynnych metodą Szillarda-Chalmersa“ i „Metoda pomiarów strumienia neutronów metodą radioautografii“. Po referatach wywiązała się krótka dyskusja, w której brali udział: prof. H. Niewodniczański, prof. A. Sołtan, mgr W. Kuźma, prof. I. Adamczewski.

Na piątkowym posiedzeniu przedpołudniowym przewodniczącym był prof. dr J. Pniewski, sekretarzem mgr A. Stegner.

Referat ogólny pt. „Nowoczesne metody spektrometrii promieni γ “ wygłosił doc. dr A. Hrynkiwicz (Kraków). W dyskusji zabierali głos: prof. A. Sołtan, mgr K. Ostrowski, prof. I. Adamczewski, mgr O. Daszkiewicz, prof. J. Pniewski.

Następnie wygłoszono kilka referatów specjalnych. Prof. J. Gierula mówił o metodzie zwiększania czynnej zdolności rozdzielczej liczników scyntylacyjnych. W dyskusji zabierali głos: mgr Z. Ryll i mgr K. Mikke. Mgr J. Rydygier (Warszawa) zreferował publikowaną niedawno pracę Davaya i Moona o nowej metodzie pomiaru czasu życia stanów wzbudzonych jąder atomowych. Metoda polega na pomiarze szerokości połówkowej prążka widmowego na zasadzie zjawiska Dopplera i nadaje się do wyznaczania czasów życia również poniżej 10^{-10} sek. W dyskusji wzięli udział: dr A. Hrynkiwicz, prof. A. Sołtan, mgr S. Świerczewski.

Po przerwie doc. J. Janik (Kraków) wygłosił referat ogólny pt. „Nowoczesne metody detekcji neutronów“. W dyskusji po referacie zabierali głos: prof. H. Niewodniczański, prof. A. Sołtan, doc. M. Danysz, mgr W. Kuźma, mgr B. Sujak.

Na posiedzeniu popołudniowym, które rozpoczęło się o godz. 16, przewodniczył prof. dr J. Wesołowski, sekretarzował mgr A. Jaśkiewicz.

Referat ogólny pt. „Metody wytwarzania cząstek najwyższych energii“ wygłosił doc. mgr Z. Wilhelmi. Najobszerniej referent przedstawił konstrukcję kosmotronu. Referat wywołał dość długą dyskusję, w której zabierali głos: mgr L. Pomorski, prof. A. Sołtan, prof. L. Natanson, mgr O. Czyżewski, dr A. Hrynkiwicz, dr W. Żuk, mgr D. Kulgawczuk, mgr A. Zawadzki, mgr K. Mikke.

Następnie mgr W. Czyż (Kraków) wygłosił referat, tematycznie związany z poprzednim, o zasadzie podwójnego ogniskowania w synchronie. Prof. H. Niewodniczański, prof. A. Sołtan i prof. S. Szczeniowski wzięli udział w dyskusji.

Mgr inż. L. Bobrowski (Warszawa) zreferował stan pracy przy budowie generatora van de Graaffa Zakładu Izotopów Promieniotwórczych Instytutu Fizyki PAN w Warszawie. Budowa generatora wzbudziła duże zainteresowanie wśród obecnych; pytano o różne szczegóły konstrukcyjne, radzono nad rozwiązaniem nasuwających się trudności technicznych. Głos zabierali: prof. L. Natanson, N. Kaszukiejew, prof. I. Adamczewski, mgr L. Pomorski.

Następnie mgr J. Łada (Warszawa) referował pracę wykonywaną wspólnie z mgrem T. Domańskim nad pomiarem czasu moderacji neutronów. Praca była wykonana w Instytucie Fizyki Doświadczalnej UW pod kierunkiem prof. A. Sołtana. Neutrony uzyskiwano z reakcji lit-deuterony, czas moderacji wyznaczano z przesunięcia między impulsem krótkotrwałym sterującym, który kierował wiązkę deuteronów na tarczę, a impulsem z sondy neutronowej. Zaznaczyć należy, że aparatura elektronowa, której zbudowanie było przedmiotem pracy kandydackiej mgra inż. J. Łady, służyć może do innych prac. Nad tą pracą dyskutowali: prof. H. Niewodniczański, mgr K. Grotowski, O. Czyżewski.

Mgr Z. Ryll (Warszawa) przedstawiła zaprojektowaną przez prof. A. Sołtana metodę wykrycia oddziaływania neutron-elektron, która polega na pomiarze przesunięcia w substancji moderującej prążka pochodzącego od absorpcji rezonansowej neutronów. Prof. A. Sołtan uzupełnił referat, poza nim w dyskusji zabierali głos: dr A. Hrynkiewicz i prof. L. Natanson.

Na zakończenie mgr W. Kuźma (Gdańsk) zapoznał zebranych ze stosowaną przez siebie metodą otrzymywania trójfluorku boru. Prof. H. Niewodniczański i prof. M. Mięsowicz pytali o szczegóły tej metody.

Przedpołudniowe posiedzenie sobotnie poświęcone było głównie technice kliszowej badania promieniowania kosmicznego.

Przewodniczącym posiedzenia był prof. dr S. Szczeniowski, sekretarzem mgr K. Grotowski.

Na wstępie prof. M. Danysz (Warszawa) wygłosił referat ogólny pt. „Nowoczesne metody techniki emulsji fotograficznych“, który wywołał ożywioną dyskusję. Brali w niej udział: prof. I. Adamczewski, dr R. Kołodziejewski, mgr Z. Lewandowski, prof. A. Sołtan, prof. M. Mięsowicz, mgr K. Mikke, mgr Z. Sobczyński, dr A. Hrynkiewicz, mgr L. Jarczyk.

Następnie pracownicy grupy pozostającej pod kierunkiem prof. M. Danysz a zreferowali kilka wykonanych prac.

Mgr P. Cio k (Warszawa) zanalizowała ciekawy i rzadki znaleziony przez siebie przypadek rozpadu cząstki V w emulsji fotograficznej. Analiza ta stanowiła wspólną pracę referentki, prof. M. Danysz a i mgra A. Ste g n e r a.

Prof. M. Danysz przedstawił zebrany analizę zarejestrowanego w emulsji jądrowej rozpadu ciężkiej naładowanej cząstki, drugi bardzo ciekawy przypadek zaobserwowany w jego pracowni.

Mgr A. Ste g n e r (Warszawa) zreferował wspólną z mgrem P. Cio k pracę o wyznaczaniu skurczu emulsji jądrowej z analizy zderzeń protonu z protonem i deuteronu z protonem.

Nad przedstawionymi w tych trzech referatach pracami dyskutowali: prof. M. Mię s o w i c z, prof. W. Mo ś c i c k i, dr A. H r y n k i e w i c z, prof. L. Na t a n s o n, prof. A. So ł t a n, prof. I. A d a m c z e w s k i, prof. H. N i e w o d n i c z a Ń s k i.

Następnie mgr M. W i e l o w i e y s k a (Kraków) przedstawiła opracowaną przez siebie metodę wyznaczania rozkładu kąтового fotoneutronów otrzymywanych ze źródła radowo-berylowego i badanych za pomocą klisz jądrowych.

Pracownik Zakładu Fizyki Doświadczałnej UJ mgr S. W i k t o r omówił skonstruowaną przez siebie komorę dyfuzyjną i przedstawił uzyskiwane w tej komorze próbne zdjęcia torów protonowych. Nad obiema pracami dyskutowali: prof. H. N i e w o d n i c z a Ń s k i, dr R. K o ł o d z i e j s k i, doc. M. D a n y s z, prof. I. A d a m c z e w s k i, mgr S. Ś w i e r s z c z e w s k i, mgr A. Z a w a d z k i, mgr J. H e f f n e r, prof. L. N a t a n s o n, mgr D. S t a c h ó r s k a.

Następnie zreferowano kilka publikacji dotyczących strony przyrządowej zagadnień fizyki jądra atomowego:

doc. A. H r y n k i e w i c z, „Nowy spektrometr koincydencyjny na szybkie neutrony“;

mgr K. G r o t o w s k i (Kraków), „Stabilizator napięcia do liczników proporcjonalnych“;

L. N o w i c k i (Kraków), „Scaler działający na zasadzie pozostałości ferromagnetycznej“;

mgr K. M i k k e (Warszawa), „Wydajność świetlna antracenu na różne rodzaje cząstek“.

W dyskusji zabierali głos: prof. A. So ł t a n, dr R. K o ł o d z i e j s k i, mgr K. O s t r o w s k i, mgr A. Z a w a d z k i, mgr Z. G o r g o l e w s k i.

Na zakończenie posiedzenia przedpołudniowego mgr Z. G o r g o l e w s k i (Toruń) zapoznał zebranych z opracowanymi przez mgra K. G r z e s i a k a (Toruń) układami stabilizacyjnymi dla napięć zmiennych.

Nad referatem dyskutowali: mgr K. Grotowski, mgr L. Turek, mgr T. Waluga.

Ósme i ostatnie posiedzenie odbyło się w sobotę po południu; przewodniczył prof. dr J. Gierula, sekretarzem mgr K. Mikke.

Referat ogólny wygłosił dr J. Massalski (Kraków). Prelegent dał wyczerpujący przegląd nowoczesnych układów elektronowych stosowanych przy detekcji cząstek.

W dyskusji po referacie wzięli udział: mgr O. Daszkiewicz, O. Czyżewski, L. Nowicki, mgr Z. Gorgolewski.

Następnie mgr O. Daszkiewicz (Kraków) przedstawił ciekawy projekt oparcia dyskryminacji impulsów na zasadzie modulacji częstości. Z projektodawcą dyskutowali: mgr J. Heffner, mgr Z. Gorgolewski, mgr J. Łada, prof. J. Gierula, L. Nowicki.

Ostatni referat pt. „Nowy typ scalera dekadowego“ wygłosił O. Czyżewski (Kraków), po czym prof. dr H. Niewodniczański podsumował wyniki obrad i zamknął konferencję. Przewodniczący PTF prof. dr A. Sołtan w imieniu swoim i uczestników podziękował organizatorowi Konferencji prof. drowi H. Niewodniczańskiemu i Komitetowi Organizacyjnemu za sprawną organizację.

Z. R.

I Zjazd Fizyków Węgierskich

W dniach od 24 do 28 VIII ub. r. odbył się w Budapeszcie I Zjazd Fizyków Węgierskich, zorganizowany przez Węgierską Akademię Nauk oraz Towarzystwo Fizyczne im. Loranda Eötvösa. Na Zjazd przybyli zaproszeni przedstawiciele Akademii Nauk ZSRR i krajów demokracji ludowej. Akademię Nauk Związku Radzieckiego reprezentowali akademik W. Fock i prof. Lewszin, z Czechosłowacji przybyli prof. W. Peterzilka, doc. Wotruba i doc. Trlifaj, z Bułgarii prof. R. Kajszew oraz kandydat P. Simowa, delegatami Polskiej Akademii Nauk byli prof. S. Szczeniowski, prof. L. Sosnowski i mgr K. Majewski.

Tematyka zjazdu skupiła się wokół prac prowadzonych na Węgrzech, a więc zagadnień podstawowych mechaniki kwantowej i teorii względności, przybliżonych metod w mechanice kwantowej, fizyki jądrowej, fizyki ciała stałego i spektroskopii.

Pierwszy referat akad. Novobadzky'ego poświęcony był ogólnemu przeglądowi stanu fizyki węgierskiej przed 1939 r. i po wyzwoleniu kraju. Przed wojną węgierska fizyka miała wielu wybitnych reprezentantów, ale fizyki jako nauki w prawdziwym tego słowa znaczeniu nie było,

ponieważ klasy panujące nie popierały i nie rozumiały jej znaczenia. Dopiero po wyzwoleniu zaczął się szybki planowy rozwój fizyki zarówno teoretycznej jak i doświadczalnej.

Podstawowe zagadnienia mechaniki kwantowej przedstawione były w referacie akademika J a n o s s y' e g o oraz akademika N o v o b a t z k y' e g o.

Akademik J a n o s s y przedstawił swój pogląd na stosunek zachodzący między cząstką i falą. Zagadnienie to autor referował częściowo w Warszawie podczas swego pobytu u nas w 1951 r.

Dla zrozumienia dualizmu fala-cząstka autor proponuje pewne zmiany zarówno w teorii względności, jak i w mechanice kwantowej, których zasadniczym elementem jest możliwość rozchodzenia się działania z prędkością większą niż prędkość światła. Autor ogłosił na ten temat szereg prac, które ukazały się drukiem w *Acta Physica Hungarica* oraz *Annalen der Physik*.

Akademik N o v o b a t z k y w referacie pt. „Zespoły statystyczne w mechanice kwantowej“ przedstawił własne prace, których celem jest statystyczne ujęcie mechaniki kwantowej (prace ogłoszone drukiem w *Annalen der Physik* B. 9, H. 8 (1951), B. 11, H. 4—7 (1953).

Zagadnieniom interpretacji mechaniki kwantowej poświęcony był również referat akademika F o c k a, w którym poddał on krytyce poglądy B o h r a i przedstawił swoje własne.

Akademik G o m b a s w referacie o pracach swej szkoły nad statystycznym modelem atomu przedstawił ulepszoną metodę, za pomocą której otrzymane wartości energii atomów różnią się zaledwie o 3% od danych doświadczalnych, gdy tymczasem dotychczasowe metody statystyczne dawały wyniki różniące się nieraz o 30% od danych doświadczalnych.

Fizyce ciała stałego poświęcone były referaty prof. G y u l a i o mechanizmie krystalizacji, dra S z i g e t i o związku między optycznymi i elektrycznymi właściwościami luminoforów, kandydata T a r i a n a o F -centrach i fotoprzewodnictwie oraz kandydata P o l a o kwantowej teorii ferromagnetyzmu.

Prof. K o v a ć s dał w swoim referacie przegląd najnowszych prac węgierskich — zarówno teoretycznych jak i doświadczalnych — w dziedzinie spektroskopii molekularnej i jej zastosowań technicznych.

Prace prowadzone na Węgrzech w dziedzinie fizyki jądrowej nad stanami wzbudzonymi lekkich jąder były referowane przez prof. S z a l a y, a teoretyczne zagadnienia sił jądrowych były przedstawione w referacie doc. S z a m o s i.

Referaty wygłaszali również goście. Oprócz akademika F o c k a referaty wygłosili m. in. prof. L e w s z i n — o pracach fizyków radzieckich w dziedzinie luminescencji, prof. K a j s z e w — o zagadnieniach krysta-

lizacji, prof. Peterzilka — o swoich pracach nad promieniami kosmicznymi, prof. L. Sosnowski — o roli zjawisk kontaktowych w foto-przewodnictwie półprzewodników.

Nadzwyczajna gościnność i dobra organizacja zjazdu, umożliwienie zwiedzenia szeregu instytutów fizycznych i pracowni przyczyniły się do nawiązania stosunków nie tylko z fizykami węgierskimi, lecz i z kolegami bułgarskimi i czechosłowackimi, nie mówiąc już o dalszym pogłębieniu przyjaźni z fizykami radzieckimi. Nawiązanie i pogłębienie stosunków między naukowcami krajów Demokracji Ludowej było również celem organizatorów zjazdu, jak to podkreślił przy zamknięciu zjazdu sekretarz naukowy Węgierskiego Towarzystwa Fizycznego, dr Szigetii.

K. M.

Konferencja w Bagnères Nowa terminologia cząstek elementarnych

W dniach 6—12 lipca 1953 r. odbył się w Bagnères de Bigorre w Pirenejach francuskich międzynarodowy zjazd poświęcony promieniowaniu kosmicznemu, zorganizowany przy poparciu Komisji Promieniowania Kosmicznego Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej.

W zjeździe uczestniczyli m. in. E. Amaldi, C. D. Anderson, P. M. S. Blackett, L. Leprince-Ringuet, C. F. Powell, G. D. Rochester i B. Rossi.

Głównym tematem obrad były prace poświęcone cząstkom podstawowym, występującym w promieniowaniu kosmicznym. W toku obrad wyłoniono się zagadnienie ujednostajnienia symboliki dotyczącej cząstek podstawowych. Zagadnienie wydaje się szczególnie aktualne w związku z gwałtownym rozwojem tej dziedziny wiedzy, jakiego w ciągu ostatnich lat jesteśmy świadkami.

Wysunięte przez zjazd sugestie dają się streścić w sposób następujący:

Proponowany jest podział cząstek podstawowych w zależności od ich mas na trzy grupy. Grupy cząstek byłyby oznaczane literami łacińskimi. Sugerowane jest wprowadzenie terminu hyperon dla cząstek o masach pośrednich pomiędzy masą neutronu i deuteronu.

Litery greckie byłyby przeznaczone do oznaczania określonych cząstek (w przeciwstawieniu do oznaczeń grupowych). Symbole p i n dla protonu i neutronu miałyby być jednak zachowane.

Ponadto wysunięta została sugestia zachowania i dokładniejszego sprecyzowania fenomenologicznej klasyfikacji, szeroko dotychczas stosowanej (np. cząstki V, cząstki S).

Zasadniczy schemat proponowanej klasyfikacji został sformułowany następująco:

PODZIAŁ CZĄSTEK

A. Grupy cząstek

Lekkie mezony (mezony L):

mezony π , mezony μ , oraz wszelkie lżejsze cząstki, które miałyby być ewentualnie odkryte.

Ciężkie mezony (mezony K):

wszystkie cząstki cięższe od mezonów π i lżejsze od protonów.

Hyperony (cząstki Y):

wszystkie cząstki o masach pośrednich pomiędzy masą neutronu i deuteronu (definicja ta może ulec rewizji w razie odkrycia cząstek podstawowych cięższych od deuteronów).

B. „Imiona własne“

Użycie dużych greckich liter dla hyperonów, zaś małych greckich liter dla mezonów.

(1) Hyperony:

Λ° : cząstki poprzednio określane jako V_1° i charakteryzujące się rozpadem $\Lambda^{\circ} \rightarrow p + \pi^{-}$. Jeśli okazałoby się (jak to jest sugerowane w niektórych pracach), że istnieją cząstki posiadające ten sam schemat rozpadu, ale różne wartości energii rozpadu (Q), cząstki te mogłyby zostać opatrzone odpowiednimi wskaźnikami Λ^{+} : dodatni odpowiednik Λ° z prawdopodobnymi schematami rozpadu:

$$\Lambda^{+} \rightarrow n + \pi^{+}.$$

$$\Lambda^{+} \rightarrow p + \pi^{\circ}.$$

Istnienie tych cząstek jest sugerowane w szeregu ostatnio przeprowadzonych badań.

(2) Ciężkie mezony:

$\tau \rightarrow 3\pi$ (istnienie stwierdzone),

$\kappa \rightarrow \mu + 2$ neutralne cząstki (istnienie bardzo prawdopodobne; natura cząstek neutralnych nieznana),

Θ° : cząstki poprzednio oznaczone jako: V° , V_2° , V_4° , charakteryzowane schematem rozpadu:

$$\Theta^{\circ} \rightarrow \pi^{\pm} + (\pi^{\mp} \text{ albo } \mu^{\mp}).$$

Jeśli okazałoby się, że cząstki o tym schemacie rozpadu mają różne wartości energii rozpadu (Q), mogłyby być one rozróżniane przez wprowadzenie odpowiednich wskaźników.

M. D.

„Fizyka i Chemia” rok 1953

Przeglądając rocznik 1953 czasopisma *Fizyka i Chemia* doznaje się wrażenia, że czasopismo to dobrze służy potrzebom nauczyciela fizyki. Niewątpliwie dużą pomocą dla Komitetu Redakcyjnego w jego pracy było powołanie w styczniu 1953 Kolegium Redakcyjnego, do którego weszli kierownicy sekcji fizyki i chemii W. O. D. K. O. Jeszcze bogatszy zbiór zagadnień naukowych i dydaktycznych i powiązanie ich z zainteresowaniami i zadaniami szerokiego grona nauczycieli jest zapewne w znacznym stopniu wynikiem wciągnięcia nauczycieli z poszczególnych ośrodków terenowych do współpracy.

W treści czasopisma utrzymane zostały te same działy, co w latach ubiegłych, a więc dział zagadnień ogólnych wraz z działem biograficznym, dział nauki i techniki, dział programów i metodyki, dział praktyki szkolnej, dział recenzji oraz kronika najważniejszych wydarzeń.

W dziale zagadnień ogólnych na uwagę zasługuje artykuł W. Kapuścińskiego o filozoficznych poglądach Mariana Smoluchowskiego. Analizę podstawowych pojęć fizyki: materii, masy i energii z punktu widzenia materializmu dialektycznego zawiera artykuł B. Burasa. Żałować należy, że zapowiadziany dalszy ciąg tego artykułu nie ukazał się w r. 1953.

Interesujący jest artykuł P. Wojciechowskiego w dziale biograficznym na temat życia i działalności naukowej średniowiecznego optyka Witelona. Artykuł ten pozwoli nauczycielowi na ładne urozmaicenie lekcji optyki geometrycznej. Żywo napisany jest artykuł I. Złotowskiego, w którym autor kreśli sylwetkę Marii Skłodowskiej Curie.

Bardzo dobrze przedstawia się dział nauki i techniki. Są tu artykuły oryginalne wybitnych autorów polskich oraz przekłady z literatury obcej, przeważnie radzieckiej. Wyróżniają się tu artykuły D. Shugara o enzymach-katalizatorach biologicznych, S. Ziemckiego o sile elektromotorycznej, W. Zonna o roli Kopernika w historii nauki i w historii tworzenia się przyrodniczego poglądu na świat. Artykuł T. Skalińskiego o podstawowych pojęciach fotometrii jest na poziomie może nieco zbyt wysokim w stosunku do potrzeb niektórych nauczycieli, ale niewątpliwie odpowiada zainteresowaniom wielkiej ich liczby. W artykule J. Grębskiego o procesach technologicznych w produkcji cementów ujęcie tematu zapewne niezupełnie odpowiada czytelnikom nie specjalistom.

Najobszerniejszy jest dział praktyki szkolnej i doświadczeń fizycznych. Duże znaczenie praktyczne może mieć artykuł S. Pasierbińskiego o obsłudze i konserwacji używanych w szkołach źródeł prądu elektrycznego. Sporo miejsca poświęcono rozwiązaniom zadań z II Olimpiady Fizycznej, podanym przez J. Pniewskiego i T. Skalińskiego. Wiele krótszych notatek zawiera wskazówki spo-

rzędzenia prostymi środkami przyrządów fizycznych o dużej wartości dydaktycznej. Uzupełnieniem tego działu jest kalendarzyk astronomiczny na r. 1953 i styczeń r. 1954.

Dział recenzji zawiera kilkanaście pozycji omawiających najważniejsze ukazujące się książki, których poznanie może pomóc nauczycielowi w jego pracy zawodowej.

T. Dryński

Polska Akademia Nauk

W dniu 16 listopada 1953 r. odbyło się XIII posiedzenie naukowe III Wydziału Polskiej Akademii Nauk, na którym m. in. przedstawiono następującą pracę z fizyki: W. Rubinowicz, członek rzeczywisty PAN, „O rozchodzeniu się nieciągłych sygnałów elektromagnetycznych w falowodach“.

W części organizacyjnej członek rzeczywisty PAN L. Infeld podał charakterystykę planów badawczych w zakresie fizyki. W szczególności wyjaśnił organizację i genezę planu Instytutu Fizyki PAN. Nad referatem wywiązała się dyskusja.

W dniu 14 grudnia odbyło się XIV posiedzenie naukowe III Wydziału Polskiej Akademii Nauk, na którym była przedstawiona przez członka korespondenta A. Sołtana praca A. Piekary „Nielineowość polaryzacji ferroelektrycznych tytanianów w słabym polu elektrycznym powyżej punktu Curie“.

Zebranie zagał sekretarz naukowy III Wydziału PAN, prof. M. Śmiałowski, proponując uczczenie chwilą milczenia pamięci zmarłego członka rzeczywistego i członka Prezydium PAN Stefana Pieńkowskiego.

W dniu 22 lutego 1954 r. odbyło się XV zebranie naukowe Wydziału III Polskiej Akademii Nauk, na którym referowane były następujące prace z fizyki: P. Ciok, M. Danysz i J. Gierula — „Dwie obserwacje nietrwałych fragmentów jądrowych“. (Praca zgłoszona przez członka korespondenta PAN, A. Sołtana).

J. Plebański — „O klasycznych własnościach pakietów falowych oscylatora“. (Praca zgłoszona przez członka

rzeczywistego PAN W. Rubinowicza).

R. Ingarden — „O optymalnych układach optycznych“. (Praca zgłoszona przez członka rzeczywistego PAN W. Rubinowicza).

R. Ingarden — „O zanurzeniu przestrzeni Finslera w przestrzeni Minkowskiego“. (Praca zgłoszona przez członka rzeczywistego PAN W. Rubinowicza)

W części organizacyjnej zebrania zostało wybrane kolegium naukowe Wydziału, do którego z ramienia fizyki weszli: członek rzeczywisty PAN prof. dr L. Infeld i prof. dr L. Sosnowski.

W dniu 15 marca odbyło się XVI posiedzenie naukowe Wydziału III Polskiej Akademii Nauk, na którym referowana była następująca praca z fizyki:

J. Janik — „Rozpraszanie termicznych neutronów przez ciecze: Część II. Doświadczenia z CH_3OH oraz CH_3 przy użyciu neutronów o temperaturze 80°K “. (Praca zgłoszona przez członka korespondenta PAN, H. Niewodniczańskiego).

W części organizacyjnej posiedzenia zostało przedstawione m. in. sprawozdanie z działalności Instytutu Fizyki PAN w r. 1953.

Laureaci nagrody Ministra Szkolnictwa Wyższego

Minister Szkolnictwa Wyższego przyznał nagrody dla samodzielnych pracowników nauki za działalność naukową i dydaktyczną w r. 1953 następującym fizykom: Bronisławowi Burasowi, Aleksandrowi Jabłońskiemu, Mieczysławowi Jeżewskiemu, Stanisławowi Lorii, Marianowi Mięśowiczowi, Arkadiuszowi Piekarze, Jerzemu Rayskiemu, Janowi Rze-

wuskiemu, Leonardowi Sosnowskiemu, Arminowi Teske, Janowi Wesołowskiemu i Aleksandrowi Zawadzkiemu. Nagrodę zespołową otrzymali Marian Danysz i Jerzy Pniewski.

Nagroda Nobla 1953

Nagrodę Nobla w zakresie fizyki na rok 1953 otrzymał Frits Zernike, profesor fizyki teoretycznej i technicznej Uniwersytetu w Groningen (Holandia). Zernike urodził się w Amsterdamie w r. 1888. Pierwsze jego prace dotyczyły opalescencji cieczy w pobliżu punktu krytycznego, fizyki ciała stałego i spektroskopii. Osiągnął poważne wyniki w teorii prawdopodobieństwa. W *Handbuch der Physik* znajduje się jego doskonały artykuł o rachunku prawdopodobieństwa. Objawem wszechstronności jego uzdolnień są prace nad budową elektromagnesów i zaprojektowanie nowego typu czułego galwanometru, powszechnie znanego pod nazwą galwanometru Zernikego.

Od 1936 r. Zernike zajął się wyłącznie optyką. Największą jego zasługą na tym polu było wynalezienie techniki kontrastu fazowego, którą początkowo zastosował do sprawdzania zwierciadeł do teleskopów astronomicznych. Później posłużył się tą techniką w mikroskopii. Obecnie mikroskop z kontrastem fazowym stał się przyrządem powszechnie używanym, w szczególności w pracowniach biologicznych. Pozwolił on na obserwację przedmiotów przezroczystych, jak na przykład żywych komórek, w doskonałych warunkach optycznych, których poprzednio nie można było uzyskać. Badania Zernikego dotyczące kontrastu fazowego ogromnie rozwinęły naszą wiedzę o tworzeniu się obrazów optycznych i przez to przyczyniły się do rozwoju optyki w ogóle, a mikroskopii w szczególności. Należy podkreślić, że oprócz wprowadzenia techniki kontrastu fazowego Zernike ma inne ważne osiągnięcia w dziedzinie optyki. Wraz z uczniami opracował dyfrakcyjną teorię

aberracji i doświadczalnie badał te zjawiska. Użycie metody spójnego tła w dyfrakcji i teoria częściowej spójności stanowią jego cenny wkład do wiedzy optycznej.

Nagroda Pokoju

Stalinowską Nagrodę Pokoju w roku 1953 otrzymał m. in. znany fizyk angielski J. D. Bernal.

John Desmond Bernal urodził się w r. 1901. Jest profesorem Uniwersytetu w Cambridge i członkiem Royal Society. Przedmiotem jego prac w dziedzinie fizyki są przede wszystkim zagadnienia strukturalne. Badania swoje prowadzi metodą analizy dyfrakcyjnej promieniami X. Poza problemami czysto fizycznymi i krystalograficznymi Bernal pracuje przy zastosowaniu promieni X nad zagadnieniami strukturalnymi związanymi z biofizyką. W szczególności doniosłe znaczenie mają wyniki jego badań nad strukturą hormonów, wirusów oraz protein.

Zainteresowania Bernala wybiegają daleko poza zakres fizyki w ścisłym sensie. Jest on autorem prac o filozoficznych podstawach nauki i o jej roli społecznej. W pracach tych stoi na stanowisku filozofii materializmu dialektycznego. Między innymi ogłosił obszerne monografie *The Social Function of Science* oraz *Engels and Science*. W tej drugiej publikacji wskazuje na ogromną rolę, jaką odegrał Engels w rozwoju dialektyczno-materialistycznego światopoglądu i w wykryciu dialektycznego charakteru zjawisk przyrody i samego procesu rozwojowego nauki.

Poglądem Bernala jest, że nauka jako czynnik społeczny może odgrywać właściwą rolę w rozwoju społeczeństwa tylko o tyle, o ile służy interesom narodu, tak, jak to jest na przykład w Związku Radzieckim i w krajach demokracji ludowej.

Bernal jest aktywnym uczestnikiem ruchu obrony pokoju, członkiem Światowej Rady obrońców Pokoju i brał udział w szeregu zebrań i kongresów międzyna-

rodowych poświęconych obronie pokoju.

Prof. J. D. Bernal na zaproszenie Akademii Nauk ZSRR odwiedził Moskwę i Leningrad i wygłosił dwa odczyty. W Instytucie Filozofii Akademii Nauk ZSRR mówił o obecnym stanie nauki w Anglii, a w Instytucie Fizyko-Technicznym Akademii Nauk ZSRR — o nowych metodach rentgenowskiej analizy wirusów i protein.

Nowi członkowie Akademii Nauk ZSRR

W dniach 22—26 października 1953 r. odbyło się w Moskwie Walne Zgromadzenie Akademii Nauk ZSRR. Walne Zgromadzenie wybrało nowych członków. Z fizyków wybrano na członków rzeczywistych: A. P. Aleksandrowa, L. A. Arcymowicza, J. B. Charitona, I. K. Kikoina, A. D. Sacharowa, I. E. Tamma; na członków korespondentów: L. M. Brechowskicha, G. N. Flerowa, W. L. Ginzburga, B. S. Dżelepowa, B. P. Konstantinowa, M. A. Markowa, M. G. Mieszczeriakowa, A. B. Migdała, M. D. Milionszczikowa, I. J. Pomerančzuka, M. A. Sadowskiego, S. J. Sokołowa, K. I. Szczelkina, S. I. Wiernowa, S. W. Wonsowskiego, E. K. Zawojskiego.

Odnaczenie uczonych radzieckich

Wyrazem uznania naczelnych władz Związku Radzieckiego dla pracy uczonych jest nadanie wielu zasłużonym pracownikom naukowym przez Prezydium Rady Najwyższej ZSRR wysokich odznaczeń. Ogółem nagrodzono 1641 osób, z czego order Lenina otrzymały 322 osoby, order Czerwonego Sztandaru Pracy — 253 osoby, order „Odnaka zaszczytna“ — 423 osoby, a medale „Za dzielną pracę“ i „Za wybitną pracę“ — 643 osoby.

Między innymi zostali odznaczeni następujący fizycy:

Orderem Lenina:

A. I. Alichanow, N. N. Bogolubow, W. A. Fock, I. M. Frank, S. E. Frisz, T. P. Krawiec, G. S. Landsberg, W. L. Lewszin, M. A. Leontowicz, W. P. Linnik, D. W. Skobielcyn, I. E. Tamm, W. I. Weksler.

Orderem Czerwonego Sztandaru Pracy:

N. I. Biełow, L. W. Kantorowicz, S. B. Niekrasow.

Stulecie śmierci Franciszka Arago (1786—1853)

W roku ubiegłym upłynęło sto lat od śmierci znakomitego fizyka francuskiego Arago.

Dominique - François - Jean Arago urodził się 2 lutego 1786 r. w Estagel w Pirenejach. Po ukończeniu École Polytechnique w Paryżu nawiązał znajomość z Laplace'em i dzięki jego wpływom otrzymał misję wykonania wraz z J. B. Biotem pomiarów długości południka ziemskiego. Przeprowadzając te pomiary znalazł się na terytorium hiszpańskim podczas inwazji Napoleona na Hiszpanię. Po wielu przygodach i przebyciu trzech miesięcy w więzieniu został wraz z innymi więźniami zwolniony na prośbę Deja Algeru. W Afryce pozostał 6 miesięcy, po czym powrócił do Francji przywożąc kompletne materiały ze swoich pomiarów, uratowane mimo burzliwego przebiegu misji. Mając lat 23 został powołany na Katedrę Geometrii Analitycznej w École Polytechnique i na stanowisko jednego z astronomów paryskiego obserwatorium astronomicznego. Po rewolucji lipcowej wszedł do Izby Deputowanych z departamentu Dolnej Sekwany. W Izbie wielokrotnie występował z wnioskami mającymi na celu rozwój nauki oraz postęp techniczny w zakresie kolei żelaznych, telegrafu itp. Po obaleniu króla Ludwika Filipa przez rewolucję 1848 r. Arago wszedł do rządu tymczasowego

w charakterze ministra wojny, a następnie ministra marynarki. Pozostając bardzo krótko na stanowisku ministra marynarki wprowadził ważne reformy — poprawił normy wyżywienia marynarzy, zniósł kary cielesne i skasował przysięgi polityczne. W r. 1852 zrezygnował ze stanowiska w Bureau des Longitudes nie chcąc składać przysięgi na wierność rządowi Ludwika-Napoleona Bonaparte, jednakże książę-prezydent rezygnacji tej nie przyjął. Arago zmarł 2 października 1853 r.

Prace Arago z fizyki dotyczą głównie optyki. W pierwszej połowie XIX stulecia trwał spór o fizyczną naturę światła między zwolennikami tzw. emisyjnej, czyli korpuskularnej koncepcji światła, pochodzącej od Newtona, a zwolennikami teorii falowej światła. Teorii korpuskularnej bronili Laplace, Poisson i Biot, falowej zaś — Fresnel, Young i Malus. Do złożenia sprawozdania o pracach Fresnela został przez Akademię powołany Arago, który stanął zdecydowanie po stronie teorii falowej. Wspólnie z Fresnelem przeprowadził Arago podstawowe badania zjawiska polaryzacji światła. Jego zasługą jest odkrycie zjawiska skręcenia płaszczyny polaryzacji. On też zaproponował metodę pomiaru prędkości światła opartą na zastosowaniu zwierciadła wirującego, którą pierwszy zastosował Foucault w latach 1849—1862, a później do najwyższej precyzji doprowadził Michelson. W związku z pomiarami prędkości światła Arago zamierzał przeprowadzić doświadczenie, stanowiące według ówczesnych pojęć *experimentum crucis* między teorią emisyjną a falową, to jest porównać prędkość światła w ośrodku o większym współczynniku załamania z prędkością światła w próżni lub w powietrzu. Przewidywany przez Arago wynik, że większemu współczynnikowi załamania odpowiada mniejsza prędkość rozchodzenia się w nim światła, rozstrzygnąłby toczący się spór

na korzyść teorii falowej. Jeszcze za życia Arago dokonał Foucault pomiaru prędkości światła w powietrzu i w wodzie uzyskując wynik zgodny z tymi przewidywaniami.

Sto pięćdziesięciolecie urodzin Lenza (1804—1862)

W dniu 24 lutego br. przypadła sto pięćdziesiąta rocznica urodzin Emila Lenza, jednego z najwybitniejszych badaczy zjawisk elektromagnetycznych pierwszej połowy XIX stulecia.

Lenz urodził się w Dorpacie. W młodości zajmował się geografią fizyczną, wziął udział w ekspedycji dookoła świata. Jako adiunkt Petersburskiej Akademii Nauk ogłaszał wyniki badań temperatury i zasolenia morza, zmian poziomu Morza Kaspijskiego, wielkości geomagnetycznych itp. W 1833 r. rozpoczyna studia nad indukcją elektromagnetyczną, której prawa rozpoznał nie znając współczesnych prac Faradaya. Odkrył wówczas słynną zasadę znaną jako zasada Lenza, która wskazuje kierunek prądów indukowanych. Otrzymane wyniki Lenz publikował w latach 1834—1835 w *Poggendorffsche Annalen*. W roku 1834 został członkiem Petersburskiej Akademii Nauk. Dalszymi przedmiotami badań Lenza były m. in. polaryzacja galwaniczna i zjawisko Peltiera. Przepuszczając prąd elektryczny przez spojenie zanurzone w wodzie udało mu się wodę zamrozić. W 1844 r. zajmował się zjawiskiem powstawania ciepła przy przepływie prądu przez przewodniki. Od r. 1836 był profesorem Uniwersytetu Petersburskiego, a w r. 1862 został jego rektorem. Zmarł 22 lutego 1865 r. w Rzymie. Prócz prac badawczych Lenz publikował wartościowe podręczniki fizyki i geografii.

350-lecie śmierci Gilberta (1544—1603)

W dniu 10 grudnia ubiegłego roku upłynęło 350 lat od śmierci Williama Gilberta, jednego z pierwszych ba-

daczy elektryczności i magnetyzmu. Urodzony w Colchester w r. 1544, tj. w rok po ukazaniu się „De revolutionibus“, William Gilbert studiował medycynę w Cambridge, po czym praktykował jako lekarz w Londynie. Był nadwornym lekarzem królowej Elżbiety I. Zaslugą Gilberta jest odkrycie zjawisk przyciągania i odpychania między biegunami magnesu. Zajmował się również elektrostatyką. Terminy „elektryczność“, „siła elektryczna“, „przyciąganie elektryczne“ i „biegun magnetyczny“ on pierwszy wprowadził do nauki. W r. 1600 wydał dzieło „De Magnete, książka o magnesie ciałach magnetycznych i o wielkim magnesie — Ziemi“. Styl i sposób ujęcia tematu wybiegają daleko przed ówczesną epokę i nie raziłyby w pracy wydanej w XIX wieku. Prace Gilberta zyskały uznanie jego wielkich współczesnych, pionierów oparcia nauki na podstawach doświadczalnych Galileusza i Bacona. Królowa Elżbieta I wraz ze swoimi admirałami z zainteresowaniem przyglądała się doświadczeniom Gilberta a nad przyciąganiem małych przedmiotów przez bursztyn, od którego greckiej nazwy wprowadził Gilbert wyraz „elektryczność“.

Dwóchsetna rocznica śmierci G. W. Richmanna (1711—1753)

Dnia 6 sierpnia 1953 r. upłynęło dwieście lat od śmierci G. W. Richmanna, który zginął przy pracy badawczej.

Georg Wilhelm Richmann urodził się 23 lipca 1711 r. w Piarnie w Liflandii. Kształcił się w gimnazjum w Rewlu, a następnie w uniwersytetach w Halle i w Jenie. Mając 24 lata został pracownikiem naukowym Petersburskiej Akademii Nauk, gdzie pełnił obowiązki asystenta akademika G. W. Krafta, kierownika laboratorium fizycznego. Początkowo Richmann zajmował się głównie właściwościami gazów rozrzedzonych i hydrauliką. W 1743 r., po ustąpieniu Krafta, został powołany do objęcia jego

stanowiska. Akademia, która poprzednio liczyła w swym gronie najznakomitszych wówczas matematyków świata — N. i D. Bernouillich i L. Eulera, w tym czasie odczuwała brak matematyków. Richmann wykładał więc nie tylko fizykę, ale i matematykę.

Był to okres, kiedy aktualna była sprawa termometrii i skal termometrycznych. Prace Fahrenheita wykonane były w latach 1709—1724, Rëaumur zaproponował swoją skalę w 1730 r., a Celsius — w 1742 r. W Rosji zagadnieniem skal termometrycznych zajmował się Łomonosow. Metodę cechowania termometrów opracował Richmann, przy czym oparł się na wyprowadzonym przez siebie równaniu kalorymetrycznym. Zajmował się również szeregiem zagadnień, które dopiero znacznie później znalazły właściwe rozwiązanie, a więc stratą ciepła przez promieniowanie, przewodnictwem cieplnym, parowaniem cieczy. Obok zagadnień czysto fizycznych krag zainteresowań Richmanna obejmował również meteorologię.

Największe znaczenie mają prace Richmanna z dziedziny elektryczności. W ówczesnym stanie wiedzy nauka o elektryczności ograniczała się do elektrostatyki, przy czym przeprowadzane doświadczenia miały z reguły charakter jakościowy. Wielką zasługą Richmanna było to, że dokonał próby ilościowego ujęcia zjawisk elektrycznych, budując pierwszy w świecie pomiarowy przyrząd elektryczny do mierzenia „stanu elektrycznego“. Należy podkreślić, że w tym czasie kształtowały się dopiero pojęcia podstawowych wielkości elektrycznych, jak nabój, pojemność, potencjał itp. Przyrząd Richmanna był w rzeczywistości elektrometrem, mierzącym różnicę potencjałów. Zarówno Łomonosow jak Richmann interesowali się elektrycznością atmosferyczną.

Dnia 6 sierpnia 1753 r. podczas przeprowadzania doświadczeń, mających stwierdzić identyczność zjawisk elektryczności atmosferycznej ze zjawiskami elektrycz-

nymi uzyskiwanymi w laboratorium, Richmann został zabity przez piorun. Prawdopodobnie przyczyną tragicznego wypadku było wadliwe uziemienie układu.

Śmierć Richmanna wywołała wielkie wrażenie w całym ówczesnym świecie naukowym. Lomonosow w dziełach swoich tak się wyraża: „... umarł pan Richmann przepiękną śmiercią, spełniając obowiązek swego zawodu. Pamięć o nim nigdy nie zaginie!“ Wielki chemik angielski Priestley napisał: „Nie każdemu elektrykowi dane jest umrzeć śmiercią godnego zazdrości Richmanna“.

Dwudziestolecie odkrycia sztucznej promieniotwórczości

W bieżącym roku minęło 20 lat od odkrycia sztucznej promieniotwórczości. W 1934 r. Irena Curie i Fryderyk Joliot opublikowali dwie wzmianki (C. R., 198, 254 i Nature 83, 201) o wytworzeniu sztucznych pierwiastków promieniotwórczych przez bombardowanie cząstkami α aluminium, boru i magnezu. Wytworzone pierwiastki emitowały pozytony rozpadając się z czasami połowicznego zaniku 14 min. w przypadku boru, 2 min. 30 sek. w przypadku magnezu i 3 min. 15 sek. w przypadku aluminium. Autorowie wyrazili przypuszczenie, że mają do czynienia z reakcjami jądrowymi typu (α, n), w wyniku których powstają nietrwałe pierwiastki β^+ promieniotwórcze.

W kilka miesięcy później E. Fermi ogłosił wzmianki (Ricerca Scientifica 5, 282 i Nature 83, 757) o odkryciu sztucznie promieniotwórczych pierwiastków wytworzonych przez bombardowanie różnych substancji neutronami. Zjawisko to zostało stwierdzone przez Fermiego dla dwudziestu kilku pierwiastków.

Dwieściepięćdziesiąta rocznica ukazania się „Optyki” Newtona

W r. 1704 wyszło z druku dzieło Newtona „Optics or a Treatise of the Re-

flections, Refractions, Inflections and Colours of Light“ (Optyka, czyli rozprawa o odbiciach, załamaniach, uginaniu i barwach światła).

W XIX wieku, który był okresem tryumfu falowej teorii światła, zarzucano Newtonowi, że potęgą swego autorytetu zahamował rozwój nauki o świetle. Obecnie, gdy w teorii kwantów wróciliśmy w pewnym sensie do idei Newtona, widzimy wyraźnie, jak głęboko i wszechstronnie ujmował on naturę światła. Dziś jeszcze czyta się „Optykę“ z wielkim zainteresowaniem, podziwiając geniusz jej autora. Na wstępie książki I Newton pisał: „Nie jest zamiarem moim wyjaśnić w książce tej własności światła za pomocą hipotez, lecz li tylko podać je i stwierdzić drogą rachunku i eksperymentu“. Zachwyca nas prostota wyjątkowo pięknych systematycznych doświadczeń spleających się w harmonijną całość ze ścisłym rozumowaniem.

Stulecie śmierci G. S. Ohma (1789—1854)

Jerzy Szymon Ohm, syn ślusarza w Erlangen, nie mógł ukończyć studiów uniwersyteckich z powodu trudności materialnych. Musiał jąć się pracy nauczycielskiej, którą spełniał świetnie, choć bez zamiłowania. Wolny czas poświęcał badaniom naukowym. Zdolność ścisłego, jasnego myślenia i dobra znajomość matematyki pozwoliły mu rozwikłać chaotyczne jeszcze wiadomości i poglądy dotyczące ilościowej strony zjawisk galwanicznych. Swe słynne prawo sformułował ostatecznie w jednej z licznych rozpraw naukowych pt. „Die galvanische Kette mathematisch bearbeitet“ (Obwód galwaniczny opracowany matematycznie). Ohm zajmował się również akustyką. Wypowiedział m. in. twierdzenie, że jedyną postacią drgań, którym odpowiada dźwięk nie zawierający tonów harmoniczných, są drgania sinusoidalne. Późno przyszło uznanie jego zasług. Dopiero w 1841 r. londyńskie Royal Society przyznało mu

medal, a w 1849 r. powołano go na katedrę. Nazwanie jego imieniem jednostki oporu elektrycznego było hołdem oddanym zasługom na polu naukowym.

Stulecie urodzin Augusta Witkowskiego (1854—1913)

W bieżącym roku* upływa 100 lat od urodzin Augusta Witkowskiego. Po studiach na politechnice lwowskiej i kilkuletniej pracy na uniwersytetach w Krakowie, Berlinie i Glasgow, Witkowski został w 1881 r. docentem na politechnice lwowskiej. Po tragicznej śmierci profesora Wróblewskiego w 1886 r. objął katedrę fizyki doświadczalnej na Uniwersytecie Jagiellońskim. Na tym stanowisku rozwinął owocną działalność naukową i pedagogiczną. Wykonał szereg prac naukowych z dziedziny fizyki gazów. Prace te obok klasycznych badań Regnaulta i Amagata umożliwiły szybki rozwój tej gałęzi fizyki. Dla nauki polskiej szczególne znaczenie posiada opracowanie powszechnie znanego 3-tomowego podręcznika pt. „Zasady fizyki“ oraz budowa i urządzenie Instytutu Fizyki w Krakowie.

Konferencja w Kijowie na temat cieczy

W dniach 28—30 maja 1953 odbyła się w Kijowie konferencja poświęcona strukturze cieczy, zorganizowana przez Akademię Nauk USRR i kijowski Uniwersytet im. Szewczenki.

Celem konferencji było przedyskutowanie wyników prac doświadczalnych z dziedziny molekularnej struktury cieczy, wykonanych różnymi metodami w ciągu ostatnich lat w Moskwie, Leningradzie, Kijowie i Charkowie.

Referowane były wyniki badań cieczy metodami rentgenograficznymi i optycznymi, wyniki badań lepkości i parametrów krytycznych cieczy w związku z jej

* Witkowski urodził się 12 października 1854, nie zaś 1853, jak mylnie podano w zeszycie 3, T. IV.

strukturą drobinową, a także prace poświęcone związkom między strukturą cieczy a jej własnościami elektrycznymi i powierzchniowymi. Konferencja wykazała znaczne osiągnięcia fizyków radzieckich w badaniach cieczy oraz wielki rozmach prac doświadczalnych i teoretycznych w tej dziedzinie, co pozwala spodziewać się dalszych interesujących wyników. W dyskusjach znalazło wyraz przekonanie uczestników konferencji, że stworzenie ilościowej teorii cieczy jest zasadniczo możliwe i że właściwym podejściem do tego zagadnienia jest zbadanie wzajemnych związków między własnościami fizycznymi cieczy a jej strukturą drobinową.

Walne zgromadzenie Międzynarodowej Unii Fizycznej

VIII walne zgromadzenie Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej odbędzie się w Londynie w dniach 7—12 lipca br. Oprócz posiedzeń poświęconych sprawom organizacyjnym i posiedzeń różnych komisji Unii przewidywane są trzy posiedzenia z następującymi referatami ogólnymi:

J. A. Wheeler — „Cząstki i pola“

E. Amaldi — „Organizacja Europejska Badań Jądrowych“

C. Kittel — „Doświadczenia mikrofalowe w fizyce ciała stałego“.

Bezpośrednio po zakończeniu walnego zgromadzenia odbędą się w dniach 13—17 lipca dwie konferencje specjalne; konferencja poświęcona fizyce ciała stałego w Bristolu, organizowana przez prof. F. N. Motta, i konferencja na temat fizyki jądrowej w Glasgow, organizowana przez prof. P. I. Dee.

Zebranie Światowej Federacji Pracowników Naukowych

W dniach 12—14 września 1953 r. odbyło się w Budapeszcie trzecie zebranie Światowej Federacji Pracowników Naukowych. Organizatorem i gospodarzem konferencji był Węgierski Związek Nau-

kowców i Techników. W zebraniu wzięło udział 35 delegatów, reprezentujących organizacje naukowców Bułgarii, Chin, Czechosłowacji, Danii, Francji, Indii, Kanady, Polski, Węgier, Wielkiej Brytanii i ZSRR. Zebranie otworzył przewodniczący Federacji prof. F. Joliot-Curie. Z Polski przybyli prof. L. Infeld i prof. L. Jakubowski.

Zebranie powzięło rezolucje: a) wzywającą uczonych wszystkich krajów, aby starali się przyczynić do pokojowego rozwiązania rozbieżności międzynarodowych, tak aby mniej uwagi poświęcano przygotowaniom wojennym, więcej zaś pokojowemu wykorzystaniu osiągnięć nauki; b) stwierdzającą, że rządy powinny osiągnąć porozumienie co do zakazu użycia broni masowej zagłady; c) stwierdzającą, że wolność akademicka powinna być chroniona, a restrykcje ograniczające swobodę uczonych — zniesione.

W związku z zebraniem zagraniczni uczestnicy wygłosili szereg odczytów na różne tematy naukowe. Wywołały one wielkie zainteresowanie i ożywione dyskusje. Między innymi odczyty wygłosili:

J. D. Bernal (W. Brytania) — „O rentgenowskiej analizie substancji“, — „O strukturze protein“.

E. Grillo (Francja) — „O luminescencji materiałów krystalicznych“.

L. Infeld (Polska) — „O wpływie Kopernika na rozwój fizyki“.

W. A. Wooster (W. Brytania) — „Rozmyte odbicie promieni X i fizyczne właściwości kryształów“.

Na przewodniczącego Federacji wybrano ponownie prof. F. Joliot-Curie, na wiceprzewodniczących — prof. J. D. Bernala i prof. C. F. Powella, na skarbnika dra W. A. Woostera, a na honorowego sekretarza — dra E. G. Edwardsa.

Łączna liczba członków organizacji należących do Światowej Federacji Pracowników Naukowych wzrosła w porównaniu ze stanem z r. 1951 z 44 tysięcy do 137 tysięcy.

Międzynarodowa konferencja fizyki teoretycznej

W dniach 15—23 października 1953 r. odbyła się w Japonii międzynarodowa konferencja fizyków teoretyków. Organizacją konferencji zajęła się Japońska Rada Naukowa wraz z Japońskim Towarzystwem Fizycznym i Uniwersytetem w Kyoto, w którym odbywały się właściwe posiedzenia. W konferencji wzięło udział około 60 fizyków spoza Japonii, w czym 30 ze Stanów Zjednoczonych, 6 z Wielkiej Brytanii i 6 z Francji. Inni uczestnicy przybyli z Australii, Belgii, Danii, Niemiec, Indii, Włoch, Korei, Meksyku, Holandii, Szwecji i Szwajcarii. Liczba fizyków japońskich, biorących udział w konferencji, była mniej więcej dziesięciokrotnie większa niż przybyłych z zagranicy. Otwarcie konferencji odbyło się w Tokio, a posiedzenia naukowe odbywały się w Kyoto w trzech równoległych sekcjach. W pierwszej sekcji zajmowano się fizyką jądrową i teorią pola, w drugiej i trzeciej — różnymi aspektami fizyki cząsteczkowej, mechaniką statystyczną, fizyką stanu stałego i ciekłego. Poza tym odbywały się w Kyoto i w innych ośrodkach ściślejsze sympozjony na różne tematy, np. rezonansu jądrowego, polimerów, ciekłego helu itp. W dyskusjach brali udział między innymi Yukawa, Tomonaga, H. Suzuki, Møller, Peierls, C. Bloch, T. Suzuki, Fuiwara, Takamura, Fujita, Seitz, Mott.

Godne uwagi jest ogromne zainteresowanie, które konferencja wzbudziła w japońskiej opinii publicznej. Prasa podawała codziennie obszernie sprawozdania z posiedzeń oraz wywiady z uczestnikami konferencji. Wszędzie witano serdecznie zagranicznych gości ofiarując im kwiaty i rozmaite dary.

Konferencja na temat nadprzewodnictwa

8 października 1953 r. odbyło się w Londynie zebranie zorganizowane przez Sekcję Niskich Temperatur brytyjskiego To-

warzystwa Fizycznego. Na zebraniu tym referenci z czterech różnych uniwersytetów wygłosili odczyty na tematy związane z nadprzewodnictwem. Przewodniczył prof. D. M. Newitt.

Dr A. B. Pippart (Cambridge) przedstawił wytyczne bieżących prac, prowadzonych w Royal Society Mond Laboratory. Obfitość sprzecznych teorii, które służą do wyjaśnienia zjawisk nadprzewodnictwa, jest zdaniem Pipparta dowodem niedostatecznej jeszcze znajomości doświadczalnej zachowania się nadprzewodników. Prowadzone obecnie badania doświadczalne mają na celu sprawdzenie teorii F. i H. Londonów oraz Gortera i Casimira, jak również dane podstawy do ich udoskonalenia.

H. Teague (Bristol) zdał sprawę z badań nad właściwościami tzw. „twardych“ nadprzewodników — wanadu, tantalu i niobu, typowych nadprzewodników z czwartej i piątej grupy układu periodycznego. Nadprzewodniki te, w przeciwieństwie do cyny i innych „miękkich“ nadprzewodników, mają raczej szerokie przejścia i zjawisko Meissnera często zachodzi w nich w sposób bardzo niedoskonały.

C. A. Renton (Oxford) omawiał przewodnictwo cieplne nadprzewodników, w szczególności w przedziale temperatur poniżej 1°K. Według modelu dwucieczowego Gortera i Casimira elektrony nadprzewodnictwa nie mają entropii, a więc są niezdolne do udziału w przewodzeniu ciepłym, które zachodzi dzięki normalnym elektronom oraz falom sprężystym w siatce jonowej.

Ostatnim referentem był prof. G. O. Jones (Queen Mary College, Londyn) który przedstawił wyniki uzyskane przez pracującego pod jego kierunkiem P. F. Chestera. Badania Chestera dotyczą nadprzewodnictwa pod wysokim ciśnieniem. Za pomocą techniki skrzyżowanych ostrzy Bridgmana, przystosowanej do warunków temperatur ciekłego helu, próbki mogą być poddawane ciśnieniom do 40 000 atmosfer, gdy tym-

czasem przejście do nadprzewodnictwa w nich obserwuje się metodą magnetyczną. Temperatura przejścia dla cyny obniżona została z 3,73°K do około 3°K pod ciśnieniem 17 000 atmosfer. W talu temperatura przejścia do nadprzewodnictwa jest również obniżona przez ciśnienie, ale zaledwie o 0,1 tego, co obserwuje się dla cyny. Bizmut, który normalnie jedynie w cienkich warstwach staje się około 4°K nadprzewodnikiem, w większej bryłce wykazuje nadprzewodnictwo pod ciśnieniem powyżej 20 000 atmosfer, przy czym temperatura przejścia 7°K pozostaje stała przynajmniej do 40 000 atmosfer. Usunięcie ciśnienia niszczy nadprzewodnictwo. Bada się również wapń i stront, które według kryterium Frölich'a powinny się okazać nadprzewodnikami, ale stosując ciśnienia do 40 000 atmosfer nie uzyskano pozytywnych wyników.

Konferencja o zjawiskach jonizacyjnych

W dniach 18—23 lipca 1953 r. odbyła się w Clarendon Laboratory w Oxfordzie konferencja poświęcona zjawiskom jonizacji w wyładowaniach, zorganizowana przez brytyjskie Towarzystwo Fizyczne, Stowarzyszenie Badań Elektrycznych i Instytut Fizyki. W konferencji wzięło udział 250 uczestników z 10 różnych krajów.

Pierwsze dwa dni przeznaczone były na zwiedzanie Uniwersytetu Oxfordzkiego i okolic oraz na zebrania towarzyskie. W przyjęciu inauguracyjnym, wydanym przez kierownika Clarendon Laboratory, Lorda Cherwella, wzięł udział Sir John Townsends, którego badania dały podstawę współczesnej wiedzy o wyładowaniach w gazach.

Konferencji przewodniczył dr A. von Engel (Oxford). Pierwszym tematem dyskusji był mechanizm wyładowania iskrowego. Referaty wygłosili: dr J. D. Craggs (Liverpool), dr J. M. Meek (Liverpool), L. H. Fisher (New York), Llewellyn Jones (Swansea), C. Crey Morgan (Swansea). Prof. R. Mannkopff (Getynga) mówił o równowagach

promieniowania. Referaty na temat wyładowania łukowego wygłosili prof. W. Lochte Holdgreven (Kiel), dr H. Maecker (Erlangen) i dr M. Hoyaux (Charleroi).

Drugie posiedzenie poświęcone było wyładowaniom wysokiej częstości. Referaty wygłosili: W. L. Harries (Oxford), G. Francis (Oxford), W. A. Prowse (Durham), D. C. Dalton (Londyn), S. C. Brown (MIT). Na tymże posiedzeniu P. F. Little (Oxford) i W. Fuchs (Akvizgran) mówili na temat wyładowań cichych, a prof. Kantrowitz (Cornell) — na temat jonizacji przez fale uderzeniowe.

Tematami trzeciego posiedzenia były studia spektrograficzne, o czym mówili prof. G. L. Weissler (Los Angeles) i A. i E. Vassy (Paryż), oraz wpływ pól magnetycznych na wyładowania. Na ten temat wygłosili referaty prof. G. Valle (Bolonja) i J. M. Sommerville (Sydney).

Na czwartym posiedzeniu, poświęconym wyładowaniom w licznikach, referentami byli R. Loosemore (Harwell), P. J. Champion (Oxford), dr H. den Hartog (Amsterdam), L. Colli (Mediolan), U. Facchini (Mediolan), i G. Bertolini (Mediolan).

Ostatnie posiedzenie poświęcone było technice próżniowej i zjawiskom przebiecia elektrycznego. Referaty na pierwszy z tych tematów wygłosili D. Alpert (Pittsburgh) i S. Wagener (Londyn). Drugi temat omawiali dr R. L. Fortescue (Londyn), dr J. W. Leech (Londyn) i J. H. Mason (ERA). Prof. R. Geballe (Seattle) przedstawiał wyniki pomiarów zależności natężenia prądu jonowego od odległości między elektrodami, a prof. N. L. Oleson (Monterey) zreferował swoje prace nad uwarstwieniem zorzy dodatniej.

Akustyka w ZSRR

Zeszyt 10 (1953) czasopisma *Wiestnik Akademii Nauk SSSR*, zawiera sprawozdanie z konferencji poświęconej aku-

stycy fizycznej i technice pomiarów akustycznych, zorganizowanej przez Komisję Akustyki Akademii Nauk ZSRR i Wszechzwiązkowe Naukowo-Techniczne Towarzystwo Radiotechniki i Łączności Elektrycznej im. Popowa. Konferencja wzbudziła zainteresowanie szerokiej kół akustyków radzieckich, pracujących w instytutach Akademii Nauk, w instytutach naukowo-technicznych i w wyższych uczelniach, a także zatrudnionych w przemyśle. Wygłoszono 15 referatów przedstawiających wyniki badań z ostatnich lat w dziedzinie akustyki fizycznej i technicznej. Otwierając konferencję, przedstawiciel Komisji Akustyki, członek-korespondent Akademii Nauk ZSRR, N. N. Andriejew, wskazał na ścisły związek akustycznych metod badawczych fizycznych i technicznych z radiotechniką i techniką łączności elektrycznej i na wzajemne korzyści wynikające ze współdziałania pracowników tych dziedzin.

Konferencja na temat luminescencji

Sekcja elektroniki Brytyjskiego Instytutu Fizyki organizuje konferencję poświęconą luminescencji. Konferencja odbyła się w Cambridge w dniach 7—10 kwietnia 1954 r. Głównym przedmiotem konferencji były fosfory stałe nieorganiczne. Na pierwszym posiedzeniu odbył się odczyt na temat postępów w tej dziedzinie od czasu poprzedniej konferencji (Oxford 1938).

Drugiego dnia referowane były prace o zastosowaniu fosforów i przyszłych możliwościach w tej dziedzinie, w szczególności w zakresie lamp elektronowych, techniki oświetleniowej, elektroluminescencji i liczników błyskowych.

Trzeci dzień był poświęcony zagadnieniom chemii fizycznej fosforów — zarówno siarczków, jak i innych — oraz ich budowie atomowej, w szczególności zaś kwestii centrów luminescencyjnych. Ostatniego dnia rozważane były od strony teoretycznej: pochłanianie, emisja, przekazywanie i przechowywanie energii oraz zagadnienie aktywatorów.

Symposium na temat liczników błyskowych

Symposium poświęcone technice liczników błyskowych odbył się w dniach 26 i 27 stycznia 1954 r. w Waszyngtonie pod egidą Instytutu Inżynierów-Elektryków, Instytutu Inżynierów-Radiotechników, Komisji Energii Atomowej i National Bureau of Standards. Na sympozjonie omawiano technikę badania widm energii, pomiarów w promieniowaniu kosmicznym, rejestracji cząstek bardzo wielkiej energii oraz kwestie fosforów i fotopowielaczy. Zajmowano się również zastosowaniami liczników błyskowych do celów techniczno-przemysłowych.

Symposium Elektroniki i Telewizji

12—17 kwietnia 1954 r. odbył się w Mediolanie Symposium Elektroniki i Telewizji. Pierwszy dzień i ostatni były wypełnione referatami ogólnymi, w ciągu pozostałych obrady odbywały się w czterech sekcjach: 1) telewizja, 2) materiały stosowane w nowoczesnej elektronice i transistory, 3) optyka elektronowa, radar i elektronika przemysłowa, 4) serwo mechanizmy i elektronowe maszyny liczące.

V kolokwium międzynarodowe na temat spektroskopii

W Gmunden (Salzkammergut, Austria) odbędzie się w dniach 20 sierpnia — 3 września 1954 r. V międzynarodowe kolokwium poświęcone spektroskopii. Zostanie utrzymany dawniejszy podział na dwie sekcje: spektroskopii absorpcyjnej i spektroskopii emisyjnej. Głównym tematem obrad będzie zastosowanie spektroskopii drobinowej do badań tworzyw sztucznych oraz zastosowanie spektroskopii emisyjnej do analizy nieprzewodników i stopów miedzi.

Europejskie Laboratorium Badań Jądrowych

Europejska Rada Badań Jądrowych (CERN) powierzyła opracowanie wstęp-

nych planów laboratoriów kilku grupom naukowo-badawczym.

Jedna z nich ma zaprojektować konstrukcję synchrocyclotronu na 600 MeV. Akcelerator ten umożliwi prace naukowe z protonami i elektronami o energii do 600 MeV i mezonami o energii do 300 MeV. Budowa akceleratora zostanie wkrótce rozpoczęta. Elektromagnes o średnicy nabiegunków 5 m będzie ważył ok. 2500 t. Maszyna ma być zasadniczo przeznaczona do przyspieszania protonów, jednak będzie ją można również łatwo przystosować do rozpędzania cząstek α . Projektowana jest budowa dwu pomieszczeń do prac z cząstkami dostarczonymi przez akcelerator. W jednym z nich spodziewany jest strumień neutronów $10^5/\text{cm}^2\text{sek}$ o energii do 600 MeV i strumień mezonów π $10^2/\text{cm}^2\text{sek}$ o energii do 300 MeV. Do drugiego pomieszczenia będzie wchodziła wiązka protonów o energii około 550 MeV i strumieniu $10^7/\text{cm}^2\text{sek}$ oraz mezonów π^+ o energii do 200 MeV i strumieniu $10^2/\text{cm}^2\text{sek}$.

Inna grupa opracowuje wstępne plany synchrotronu protonowego dostarczającego protonów o energii powyżej 10 GeV (1 GeV=1000 MeV). Możliwe, że zostanie zadecydowana budowa maszyny na 30 GeV. Będzie to największy akcelerator na świecie. Wykonanie tego kolosalnego przedsięwzięcia umożliwi nowa zasada ogniskowania jonów w synchrotronie, podana w 1952 r. przez Couranta, Livingstona i Snydera. Dzięki nowej metodzie ogniskowania zostanie kilkakrotnie zredukowany przekrój próżniowego kanału synchrotronu, co pociągnie za sobą wielkie obniżenie masy magnesu. Mimo to magnes akceleratora na 30 GeV będzie ważył około 10000 ton. Budowa akceleratora ma trwać około 6 lat. Będą przy niej zatrudnione setki naukowców i techników, a ogólny koszt jest szacowany na 55 milionów franków szwajcarskich.

Dla pełnego wykorzystania możliwości naukowo-badawczych, jakich dostarczą

oba projektowane akceleratory, konieczna jest ścisła współpraca z fizykami teoretycznymi. W tym celu została zorganizowana duża grupa teoretyczna w Kopenhadze.

Dyskusja o teorii rezonansu międzyatomowego

Na XIII Międzynarodowym Kongresie Chemii Teoretycznej i Stosowanej, który odbył się w Sztokholmie w dniach od 29 lipca do 7 sierpnia 1953 r., rozwinęła się dyskusja nad teorią rezonansową wiązań chemicznych. Między innymi zabierał głos twórca tej teorii L. Pauling (Pasadena), który uznał słuszność pewnych punktów krytycznych wypowiedzi uczonych radzieckich, stwierdzając, że teoria rezonansu może służyć jako podstawa formalnej metody matematycznej przybliżonego ujęcia zagadnień budowy substancji, ale że w rzeczywistości każde występujące w przyrodzie wiązanie chemiczne ma swoistą określoną strukturę.

Przekłady prac radzieckich w Ameryce

National Science Foundation kontynuuje swoją akcję wydawania w przekładzie angielskim prac z fizyki, ukazujących się w *Dokładach Akademii Nauk ZSRR*. Ostatnio ukazała się seria 16 prac z fizyki teoretycznej, fizyki doświadczalnej i chemii fizycznej. Prace wydawane są w formie oddzielnych broszur.

Operacja Totem

Pierwsza wybuchowa jądrowa reakcja łańcuchowa na kontynencie australijskim została wywołana rankiem 15 października 1953. Terenem doświadczeń prowadzonych pod kierownictwem sir Williama Penneya była gliniasta pustynia około 350 mil na północo-zachód od miejscowości Woomera. Próba przeprowadzona była koło pustynnego lotniska Emu Claypan.

Materiał rozszczepialny wraz z mechanizmem służącym do detonacji zawieszony był na wieży stalowej. Pierwotnie projektowano wybuch na 8 października, ale musiano czekać na zmianę kierunku wiatru, aby niebezpieczne produkty promieniotwórcze nie zostały zaniezione z pustyni na tereny wykorzystywane jako pastwiska. Czterdzieści minut przed „godziną zero“ ludzie byli już usunięci ze strefy niebezpiecznej. Obserwatorzy oczekiwali wybuchu w odległości około 13 mil od wieży, zaopatrzeni w okulary typu używanego przez spawaczy. Około wieży na różnych odległościach ustawione były przyrządy rejestrujące błysk, podmuch, temperaturę i promieniowanie γ . Przez ostatnie cztery minuty głośniki podawały liczbę sekund brakującą do „godziny zero“. Dokładnie o godzinie 7 na zakończenie podawanej przez głośnik serii liczb „... pięć, cztery, trzy, dwa, jeden“ ukazał się punkt świecący na szczycie wieży, który szybko rozwinął się w olbrzymią kulę ognistą. Kula nabierała coraz ciemniejszej barwy i po pewnym czasie zamieniła się w chmurę o typowym kształcie grzyba. W 57 sekund po pierwszym błysku do obserwatorów doszły dwa kolejno po sobie następujące odgłosy detonacji w postaci potężnych trzasków, których echa zamierały w pustyni przez następne pół minuty. Po upływie 15 minut od wybuchu nad terenem przeleciał samolot celem pobrania i zbadania próbek powietrza. Kiedy z samolotu nadano sygnał „nie ma niebezpieczeństwa“, grupy badaczy w odzieży ochronnej zaczęły zbliżać się ku miejscu, gdzie poprzednio stała wieża, aby odczytać wskazania rozstawionych w terenie instrumentów. Stalowa wieża znikła bez śladu. Na jej miejscu znaleziono płytki krater, wypalony do barwy metaliczno popielatej przez ogromne gorąco kuli ognistej, która siedziała była przez chwilę na pustyni. Dalej od krateru tliły się jeszcze kępy krzaków, a duże drzewa były połamane przez podmuch.

Wykrycie swobodnego neutrino

Reines i Cowan donoszą. (Phys. Rev. 92, 830), że projektowane od roku doświadczenia mające na celu wykrycie swobodnego neutrino zostały uwieńczone powodzeniem. Stwierdzono występowanie reakcji $\nu + p \rightarrow n + \beta^+$ posługując się olbrzymią aparaturą (90 fotomnożników!) rejestrującą koincydencję wywołane fotonami γ chwytania w kadmie powstających neutronów i fotonami γ anihilacji pozytonów. Źródłem neutrino był reaktor atomowy w Los Alamos.

Wyznaczony przekrój czynny reakcji $\nu + p$ zgadza się w granicach błędu z wartością 6×10^{-20} barna obliczoną na podstawie teorii rozpadu β .

Synchrotron protonowy uniwersytetu w Birmingham

W drugiej połowie 1953 r. w Birmingham został uruchomiony synchrotron protonowy. Jest to największy akcelerator cząstek w Europie. Dotychczas otrzymano wiązkę protonów o energii 1000 MeV. Budowa synchrotronu została zapoczątkowana w 1947 r. pod kierunkiem prof. Oliphanta. Po wyjeździe Oliphanta do Australii kierownictwo nad pracami objął prof. Moon. Elektromagnes synchrotronu waży 810 t. Średnica orbity protonów wynosi 900 cm. Protony o energii początkowej 460 keV są wstrzykiwane do synchrotronu z akceleratora typu Cockcrofta i Waltona. Narastanie pola magnetycznego do maksymalnej wartości 12500 Oe, a więc czas rozpędzania protonów trwa około 1 sekundy. W tym czasie częstość przyspieszającego pola elektrycznego wzrasta od 330 kHz do 9,3 MHz. Protony wykonują 5×10^6 obiegów, przy czym podczas jednego obiegu energia ich wzrasta o 200 eV. Paczki protonów o energii 1000 MeV, zawierające około 10^8 protonów, są wyrzucane co 10 sek.

Mikrotron na 4,5 MeV

W University College w Londynie została zakończona budowa dużego mikrotronu, który jest drugim akceleratorem tego typu na świecie. W mikrotronie tym zostały pomyślnie rozwiązane trudne problemy źródła elektronów i ogniskowania wiązki. Zaletami mikrotronu w porównaniu z betatronem są: wielka stałość energii elektronów, łatwość wyciągnięcia wiązki na zewnątrz ze względu na dużą różnicę średnic sąsiednich orbit, małe wymagania próżniowe, gdyż przyspieszane elektrony wykonują wewnątrz akceleratora tylko kilka obiegów, oraz prosta konstrukcja elektromagnesu zasilanego prądem stałym.

Mikrotron londyński dostarcza elektronów o energii 4,5 MeV w postaci impulsów powtarzających się 200 razy na sekundę. Średni prąd elektronów wynosi 0,2 μ A. Elektrony są przyspieszane w rezonatorze zasilanym za pomocą magnetronu pracującego na częstotliwości 3000 MHz (długość fali 10 cm) z mocą szczytową 500 kW. Amplituda napięcia w rezonatorze wynosi 500 kV. Średnica nabiegunków elektromagnesu jest równa 43 cm, a pole magnetyczne ma natężenie zaledwie 1000 Oe. Opracowywany jest projekt mikrotronu na 30 MeV.

Komora Glasera

Wynaleziona przez Glasera komora jest nowym urządzeniem do wykrywania jonizujących cząstek. Wykorzystuje się w niej zjawisko powstawania pęcherzyków pary na jonach wytworzonych przez przelatującą cząstkę w przegrzanej cieczy.

W grubościennym naczyniu szklanym znajduje się eter w temperaturze 130° C pod ciśnieniem 20 at. Po zmniejszeniu ciśnienia do 1 at. ciecz staje się przegrzana i nie poddana działaniu promieniowania może przebywać w tym stanie przez kilkadziesiąt sek. Przelatująca przez komorę cząstka jonizująca powoduje powstanie

eteru. Tor cząstki może być wówczas sfotografowany w świetle lampy błyskowej. Czas potrzebny do ponownego przygotowania komory do pracy wynosi około 5 sek.

Nowa komora zostanie z pewnością w najbliższym czasie udoskonalona. Jej zaletą w porównaniu z komorą Wilsona jest duża gęstość środowiska, w którym zachodzi jonizacja, dzięki czemu mogą być uwidocznione tory słabo jonizujących szybkich cząstek. Ostatnio zostały przeprowadzone próby z komorą tego typu napełnioną przegrzany wodorem. Taka komora może się nadawać do obserwowania zderzeń protonami cząstek wielkiej energii.

Nadprzewodnictwo technetu

Nadprzewodnictwo technetu zostało stwierdzone przez *D a u n t a i C o b b l e*'a. Bodźcem do badań w tym kierunku było wykrycie nadprzewodnictwa renu (temperatura przejścia 2,42°K), który jest pierwiastkiem o własnościach bardzo zbliżonych do własności technetu. Technet naturalny w przyrodzie nie występuje. Jest on otrzymywany sztucznie w reakcjach jądrowych (stąd pochodzi nazwa technet). Próbką technetu o masie 0,1 g w postaci proszku została dostarczona przez laboratorium w Oak Ridge. Wyznaczona temperatura przejścia wynosi dla technetu 11,2°K. Jest to najwyższa znana temperatura przejścia pierwiastka chemicznego. Dotychczas pod tym względem na czele stał niob o temperaturze przejścia około 8,5°K. (Liczne związki chemiczne mają znacznie wyższe temperatury przejścia, np. azotek niobu — 20,4°K.)

W związku z nadprzewodnictwem technetu ujawniła się pewna ciekawa prawidłowość rozmieszczenia nadprzewodników w układzie Mendelejewa; w VII grupie technet i ren są nadprzewodnikami, a magnez nie jest; analogicznie w grupie VIII nadprzewodnikami są osm i ruten, a żelazo nie jest nadprzewodzące.

Elektrownia atomowa w ZSRR

Agencja TASS podaje, że w dniu 27 czerwca br. została uruchomiona na terenie Związku Radzieckiego elektrownia atomowa dostarczająca prądu przemysłowi i rolnictwu. Elektrownia czerpie energię z reakcji rozszczepienia jąder atomu uranu. Uruchomienie tej elektrowni jest wielkim sukcesem uczonych i inżynierów radzieckich. Jest to realny krok w kierunku pokojowego wykorzystania energii atomowej. Moc użytkowa elektrowni wynosi 5000 kW.

Prace nad budową elektrowni atomowych o mocy 50—100 tysięcy kilowatów są w toku.

Elektrownie reaktorowe

W dniu 26 października 1953 r. brytyjski minister opału i energetyki *Geoffrey Lloyd* oświadczył w Izbie Gmin, że w nowym ośrodku techniki jądrowej w Calder Hall (Cumberland) można oczekiwać uzyskania znaczniejszych ilości energii elektrycznej. Przypuszcza się, że nowe reaktory włącznie z reaktorem produkcyjnym pozwolą na instalację elektrowni mocy około 50 000 kW. Praca tych elektrowni dostarczy danych, które posłużą do budowy przyszłych wielkich elektrowni jądrowych.

Następnego dnia parlamentarny sekretarz Ministerstwa Zaopatrzenia *A.R.W. Low* stwierdził, że projekt siłowni jądrowej, korzystającej z naturalnego uranu, został zakończony i że siłownia taka jest już w budowie w Calder Hall. Reaktor produkcyjny małej mocy jest w Harwell na wykończeniu. Projekty reaktora produkcyjnego większej mocy, a również innych typów reaktorów przystosowanych do produkcji energii elektrycznej, są w toku.

Zlekceważony wynalazek amatora

Obecna organizacja badań nie sprzyja pracy osób nie związanych z uznanymi ośrodkami nauki. Osoby takie mogą natrafić na trudności przy rozpowszechnia-

niu swoich wyników i uzyskiwaniu dla nich uznania. Cały system publikacji naukowych przystosowany jest do potrzeb wyspecjalizowanych uczonych „zawodowców”. Toteż rzadko się zdarza, aby pracujący w odosobnieniu amator osiągnął większy sukces. Takim amatorem, którego wyniki uzyskały, co prawda spóźnione, uznanie, jest Mikołaj Christofilos.

Przed trzema laty do słynnego Radiation Laboratory Uniwersytetu Kalifornijskiego w Berkeley nadszedł list od Christofilosa z Aten. List zawierał projekt modyfikacji synchrotronu, która by pozwoliła osiągnąć lepsze ogniskowanie wiązki. Przy danej wielkości synchrotronu pozwoliłoby to na znaczne zwiększenie energii cząstek. Uczeni w Berkeley z trudnością rozumieli treść listu Christofilosa, gdyż posłużył się on formami matematycznymi odbiegającymi od powszechnie przyjętych i uznali, że pomysł Christofilosa nie nadaje się do praktycznej realizacji. Jednakże sam Christofilos, wierząc w wartość swego pomysłu, zgłosił go w urzędzie patentowym. Cała sprawa nabrała rozgłosu dopiero wtedy, gdy grupa fizyków w Brookhaven National Laboratory w wyniku długiej i wyteżonej pracy, nie wiedząc nic o projekcie Christofilosa, doszła do identycznych wyników. Zwrócono wówczas uwagę na osobę autora pierwszego projektu.

Christofilos urodził się w Bostonie jako syn Greków-emigrantów, którzy w parę lat po jego urodzeniu powrócili do Aten. Tam Christofilos ukończył studia jako inżynier elektryk i był zatrudniony w fabryce dźwigów elektrycznych. Chwile wolne od zajęć zawodowych poświęcał na studia fizyki jądrowej. Nie mając przygotowania w dziedzinie fizyki matematycznej, sam obmyślił sposób matematycznego ujęcia zagadnienia ogniskowania wiązki w synchrotronie. Było to ujęcie prymitywne, niezupełnie ścisłe, ale dawało dostateczne przybliżenie.

Obecnie Christofilos znajduje się z powrotem w Stanach Zjednoczonych. Był on zaproszony zarówno do Berkeley, jak i do Brookhaven, gdzie rozmawiał z pracującymi tam fizykami i był przyjęty z odpowiednim uznaniem.

Odpadki promieniotwórcze

W ośrodkach, w których działają reaktory jądrowe, powstaje znaczna ilość produktów odpadkowych, przeważnie ciekłych, dość silnie promieniotwórczych. W Oak Ridge trzeba usuwać około 9000 litrów dziennie cieczy o natężeniu promieniotwórczości około 20 cur/l.

Wszystkie wyływy, których promieniotwórczość przewyższa pewną bardzo niską normę, muszą być zabezpieczone. Wypuszczać można jedynie cieczę słabo promieniotwórczą, nie dającą możliwości szkodliwych koncentracji w powietrzu, w wodzie lub roślinności, z którymi się stykają. Wszystkie zbiorniki na odpadki silnie promieniotwórcze muszą być nie tylko opatrzone osłonami pochłaniającymi promieniowanie, ale również szczelne, aby zawartość ich nie mogła przesiąknąć w glebę i koncentrować się w roślinach rosnących w pobliżu.

Natężenie promieniotwórczości produktów odpadkowych spada z czasem skutkiem rozpadu promieniotwórczego zaledwie o około 2% w ciągu 5 lat. Powstało więc bardzo poważne zagadnienie, co zrobić z wciąż narastającymi ilościami produktu wysoce niebezpiecznego, którego wykorzystanie nie byłoby opłacalne. Spośród różnych proponowanych metod rozwiązania tego problemu za najlepszy uważa się projekt częściowego odparowania cieczy promieniotwórczych celem zmniejszenia objętości i użycia reszty do mieszanki betonowej. Bloki betonowe można byłoby zakopywać w ziemi lub zatapiać w morzu. Odpowiednie miejsce znajduje się o 500 mil od wybrzeży Georgii, gdzie głębokość oceanu wynosi blisko 5 km, a warstwa przydenna wody jest prawie nieruchoma.

Nowa elektronowa maszyna matematyczna

W lecie ubiegłego roku została ukończona w Argonne National Laboratory pod kierownictwem J. C. Chu dla laboratorium Oak Ridge nowa maszyna licząca, nazwana ORACLE (Oak Ridge Automatic Computer Logical Engine). Ma to być najszybciej działająca z istniejących obecnie maszyn. Oprócz szybkości ORACLE odznacza się najbardziej pojemnym układem pamięciowym, pozwalającym na zarejestrowanie i przechowanie do dalszych operacji 2048 dwunastocyfrowych liczb, przy czym dodatkowy system pamięciowy, pracujący za pomocą taśmy magnetycznej, zdolny jest przechować 4 miliony liczb dwunastocyfrowych. Ogólna liczba lamp elektronowych wynosi 3500. Budowa ORACLE kosztowała 350 tysięcy dolarów.

Czasopisma fizyczne Czechosłowacji

Założenie Czechosłowackiej Akademii Nauk stworzyło nowe podstawy organizacji periodycznych wydawnictw naukowych. Między czasopismami, których wydawanie przejęła Akademia, znajduje się Чехословацкий Физический Журнал — *Czechoslovak Journal of Physics*, który zawiera oryginalne prace publikowane w języku rosyjskim lub angielskim. Do prac wydawanych po angielsku dodawane są streszczenia rosyjskie, a do prac wydawanych po rosyjsku — angielskie. Jedynie listy do redakcji ukazują się tylko w jednym z dwóch języków.

Obok *Czechoslovak Journal of Physics* wychodzi *Československý Časopis pro Fysiku* w języku czeskim. Prócz prac oryginalnych *Časopis* daje wiadomości z pracowni, ogólny obraz postępów fizyki, recenzje, kronikę naukową itp.

Obszerniejsze prace naukowe ukazują się w nieperiodycznym wydawnictwie *Rozprawy Akademie*, krótkie komunikaty — w miesięczniku *Věstník Akademie*.

Obecnie wychodzący „*Časopis*“ kontynuuje tradycje najdawniejszego czeskiego

pisma, poświęconego naukom ścisłym *Časopis pro Pěstování Matematiky a Fysiky*. W r. 1869 grono młodych czeskich matematyków i fizyków założyło stowarzyszenie Jednota Českých Matematiků. „Jednota“ była organizacją naukową, a jednocześnie odegrała wielką rolę w rozbudzaniu ducha narodowego i w walce o czeski język naukowy. W praskim Uniwersytecie Karola panował wówczas język niemiecki. Pierwszy zeszyt *Časopisu* ukazał się w r. 1872. Na jego karcie tytułowej zamieszczono portret Kopernika.

Kontakty naukowe z NRD

W ramach wymiany kulturalnej z zagranicą bawiła w NRD od 8 do 22 grudnia r. ub. grupa polskich pracowników nauki wysłanych przez Polską Akademię Nauk. W wycieczce tej wzięła udział jedna fizyczka — prof. A. Wolska. Goście polscy przyjmowani byli przez niemiecki Komitet Współpracy Kulturalnej z Zagranicą.

Prof. A. Wolska odwiedziła kilka pracowników fizycznych w Berlinie, w których prowadzone są badania z zakresu fizyki ciała stałego. W Instytucie Fizyki Kryształów berlińskiej Akademii Nauk prowadzi prof. O. Stasiw studia nad właściwościami optycznymi i fotoprzewodnictwem monokryształów haloidków srebra. Prof. F. Möglich w Instytucie Badań Ciała Stałego berlińskiej Akademii Nauk pracuje nad badaniem monokryształów siarczku kadmu, w szczególności nad zastosowaniem monokryształów siarczku kadmu do dozometrii rentgenowskiej. W II Zakładzie Uniwersytetu Humboldta prof. R. Rompe również bada monokryształy siarczku kadmu. W tymże Zakładzie prof. Eder zajmuje się metalografią oraz konstruowaniem skraplarek gazów. Prof. A. Wolska odwiedziła także Instytut Badań Źródeł Światła, kierowany przez prof. R. Rompe, gdzie prowadzone są prace z fizyki technicznej nad elektroluminescencją i nad wyładowaniami w gazach.

Poza Berlinem prof. A. Wolska była w Weimarze i w Jenie, gdzie zwiedziła zakłady optyczne Zeissa.

*

Latem ubiegłego roku Warszawę odwiedził prof. F. Möglich, który wziął udział w Zjeździe Matematyków, a także nawiązał kontakt z polskimi specjalistami w dziedzinie fizyki ciała stałego, to jest z prof. L. Sosnowskim i jego współpracownikami. Prof. F. Möglich zainteresował się badaniami prowadzonymi w Zakładzie Elektroniki Ciała Stałego, których problematyka bliska jest problematyce prac prowadzonych w jego własnej pracowni.

W maju b. r. prof. Möglich ponownie odwiedził Warszawę. Pełniejsze informacje o jego wizycie podamy w następnej kronice.

Wizyta fizyków polskich w Związku Radzieckim

W dniach 1—23 lutego odwiedzili Związek Radziecki prof. prof. Szczepan Szczeniowski, Leonard Sosnowski i Arkadiusz Piekara. Byli oni delegowani przez Polską Akademię Nauk w celu zapoznania się z osiągnięciami uczonych radzieckich w dziedzinie fizyki ciała stałego.

Zwiedzili niektóre pracownie fizyczne Uniwersytetu im. Łomonosowa w Moskwie i Uniwersytetu Leningradzkiego oraz kilka Instytutów Fizyki Akademii Nauk ZSRR. Nawiązali osobiste kontakty z wieloma fizykami radzieckimi.

Stopnie kandydackie

W dniu 21 grudnia 1953 r. w audytorium Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego odbyła się obrona pracy kandydackiej mgra C. Kołosa „Wpływ zahamowanej rotacji na rozpraszanie powolnych neutronów przez związane protony”. Promotorem był prof. dr L. Infeld. Referentem pracy z ramienia Centralnej Komisji Kwalifikacyjnej

był prof. dr W. Rubinowicz, a referentami wyznaczonymi przez Radę Wydziału Matematyki — Fizyki — Chemii Uniwersytetu Warszawskiego byli prof. dr W. Rubinowicz i prof. dr J. Weyssenhoff (Kraków). Po przeprowadzeniu obrony Rada Wydziału jednomyślnie postanowiła nadać mgr C. Kołosowi stopień kandydata nauk matematyczno-fizycznych. Decyzja Rady Wydziału podlega zatwierdzeniu przez Centralną Komisję Kwalifikacyjną.

Streszczenie pracy kandydackiej C. Kołosa podajemy poniżej:

Teoria Sachsa — Tellera rozpraszania powolnych neutronów przez związane protony dawała dla szeregu substancji wyniki zgodne z doświadczeniem i dopiero pomiar przekroju czynnego cząsteczki alkoholu metylowego doprowadził do znacznej rozbieżności między teorią a doświadczeniem.

W pracy wykazano, że rozbieżność ta jest wynikiem występowania tzw. rotacji zahamowanej, polegającej na obrotach względnych dwóch części cząsteczki dookoła osi przechodzącej przez łączące je pojedyncze wiązanie. Oddziaływanie pomiędzy atomami tych dwóch grup powoduje, że obroty te nie są swobodne, lecz zachodzą w periodycznym potencjale.

Obliczenie kwantowe przekroju czynnego protonu z uwzględnieniem zarówno rotacji całej cząsteczki, jak i rotacji zahamowanej doprowadziło do prostego wyniku, że przekrój czynny protonu związanego w takiej cząsteczce równa się przekrojowi czynnemu protonu związanego w cząsteczce sztywnej pomnożonemu przez pewien współczynnik b_0^2 . Współczynnik ten jest równy jedności dla zderzeń, w których nie zostaje pobudzona ani rotacja zahamowana, ani rotacja całej cząsteczki dookoła osi zahamowanej rotacji. Natomiast w przypadku zderzeń, w których ta ostatnia rotacja zostaje pobudzona, b_0^2 jest mniejsze od jedności. W dyskusji wyników wykazano m. in., że obniżenie przekroju czynnego, spowodowa-

wane zahamowaną rotacją, dąży do zera z obniżeniem energii padających neutronów i energii termicznej cząsteczek rozpraszających. Na przykład w przypadku cząsteczki alkoholu metylowego stosując neutrony ziębione ciekłym powietrzem powinno się otrzymać przekrój czynny bliiski przekrojowi czynnemu cząsteczki sztywnej. Wniosek ten został już potwierdzony doświadczalnie przez dra J. Janika.

W dniu 11 stycznia 1954 r. w audytorium Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego odbyła się obrona pracy kandydackiej mgra Z. Wilhelmiiego „Przekroje czynne jąder atomowych na reakcję (n, p) “. Promotorem był prof. dr A. Sołtan. Referentem pracy z ramienia Centralnej Komisji Kwalifikacyjnej był prof. dr H. Niewodniczański (Kraków), a referentami wyznaczonymi przez Radę Wydziału Matematyki-Fizyki-Chemii Uniwersytetu Warszawskiego byli prof. M. Danysz i prof. dr J. Pniewski. Po przeprowadzeniu obrony pracy Rada Wydziału jednomyślnie postanowiła nadać mgr Z. Wilhelmiiemu stopień kandydata nauk matematyczno-fizycznych. Decyzja Rady Wydziału podlega zatwierdzeniu przez Centralną Komisję Kwalifikacyjną.

Streszczenie pracy kandydackiej Z. Wilhelmiiego podajemy poniżej:

Przedmiotem pracy były badania przekrojów czynnych różnych jąder na reakcję (n, p) oraz użycie uzyskanych wyników doświadczalnych do sprawdzenia stosowalności teorii statystycznej jądra atomowego. Pomiary przeprowadzane były w ten sposób, że badane materiały naświetlane były w odpowiednio skonstruowanej kasieci neutronami prędkimi o znanym widmie. Wraz z tymi materiałami eksponowano klisze służące do pomiaru gęstości strumienia neutronów. Przez analizę krzywej zaniku promieniotwórczości izotopów, stanowiących produkt końcowy różnych reakcji wywołanych naświetlaniem neutronami, wyzna-

czano liczbę jąder, które w czasie ekspozycji uległy reakcji (n, p) .

Krzywe zaniku zdejmowano za pomocą liczników G-M, przy czym uwzględniano szereg poprawek. Szczególnie troskliwie zbadano wpływ pochłaniania i rozpraszania wstecznego elektronów w materiale samych próbek. Opracowana przez autora w związku z tym „metoda zastępcy“ pozwoliła na znaczne zwiększenie dokładności pomiaru. Może ona mieć zastosowanie wszędzie tam, gdzie ma się do czynienia z pomiarami promieniotwórczości próbek grubych.

W toku tych prac udało się autorowi (przy współudziale R. Brunsza i C. Dąbrowskiego) wykryć dwie nieznane dotychczas reakcje jądrowe $^{118}\text{Sn}(n, p)$ ^{116}In oraz $^{118}\text{Sn}(n, p)$ ^{118}In i zmierzyć ich przekroje czynne. Reakcje te wydają się szczególnie interesujące ze względu na „magiczną“ liczbę protonów w jądrze cyny ($Z=50$), co zgodnie z modelem powłokowym jądra atomowego powinno być związane ze szczególnie małym przekrojem czynnym reakcji (n, p) .

Na podstawie teorii statystycznej reakcji jądrowych Weisskopfa i Ewinga autor dokonał obliczenia przewidywanych teoretycznie przekrojów czynnych zbadanych reakcji i porównał je z wynikami swych eksperymentów. Szczegółowa analiza tego zestawienia wykazała z jednej strony zgodność ogólnego charakteru zależności przekrojów czynnych od masy jądra, z drugiej zaś ujawniła potrzebę rewizji niektórych jej założeń odnośnie gęstości poziomów energetycznych jąder.

Polskie Towarzystwo Fizyczne

Wiceprzewodniczącym Polskiego Towarzystwa Fizycznego w miejsce zmarłego prof. dra S. Pieńkowskiego został wybrany prof. dr L. Sosnowski. Wakujące miejsce w Zarządzie Głównym zajął prof. dr L. Natanson,

który przez Walne Zgromadzenie w roku 1952 był wybrany na zastępcę członka Zarządu.

Oddział Gdański

Na Walnym Zebraniu Oddziału w dniu 4 listopada 1953 r. został wybrany Zarząd na kadencję 1953/54, który ukonstytuował się jak następuje:

przewodniczący — prof. dr I. Adamczewski,
zastępca przewodniczącego — mgr inż. Z. Ogrzewalski,
skarbnik — mgr O. Gzowski,
sekretarz — mgr Z. Sobczyński,
członkowie Zarządu — mgr T. Moskalowa i mgr A. Kawski.

W okresie od 1 października do 31 grudnia 1953 r. odbyły się 4 posiedzenia naukowe Oddziału, na których wygłoszono następujące referaty:

prof. dr I. Adamczewski — „Ustawa o jednostkach miar z dn. 1. 7. 1953 r.“,
mgr-inż. Z. Ogrzewalski — „Napęd jądrowy dla statków morskich“,
mgr-inż. Z. Ogrzewalski — „O sposobach pływania ryb.“

mgr Z. Sobczyński — „Statystyczny model jąder atomowych“.

W ramach działalności popularyzatorskiej Oddział urządził 3 odczyty dla uczniów szkół średnich.

Ponadto Oddział współpracuje stale z poradnią dla racjonalizatorów.

Oddział Gliwicki

W dniu 30 czerwca 1953 r. Walne Zebranie wybrało Zarząd na kadencję 1953/54, który ukonstytuował się następująco:

przewodniczący — prof. dr K. Gostkowski,
zastępca przewodniczącego — prof. dr M. Puchalik,
skarbnik — mgr F. Kumasza,
sekretarz — inż. A. Wierzbicki,
członkowie Zarządu — prof. dr W. Łaniecki i prof. dr S. Węgrzyn.

W okresie od 1 października do 31 grudnia 1953 r. odbyło się 6 posiedzeń naukowych Oddziału, na których zostały wygłoszone następujące referaty:

prof. J. Szpilecki — „Dyskusja uczonych radzieckich na temat masy i energii“,

mgr B. Matuła — „Osiągnięcia współczesnej nauki radzieckiej w dziedzinie ultradźwięków“,

prof. dr W. Łaniecki — „Czesław Białobrzeski (wspomnienie pośmiertne),
prof. dr W. Ścisłowski — „Centra zabarwienia w kryształach alkali-haloidków“,

prof. dr M. Kwiek — „Ugięcie fal świetlnych na strukturach wytwarzanych przez falę ultradźwiękową“,

prof. dr M. Kwiek — „Badanie i zwalczanie hałasów przemysłowych“.

W listopadzie i grudniu Oddział zorganizował 2 odczyty popularne:

prof. dr W. Łaniecki — „Lampy luminescencyjne“,

prof. dr K. Gostkowski — „O ruchach Browna“.

Gośćmi Oddziału byli prof. dr M. Kwiek (Poznań) i prof. dr W. Ścisłowski (Warszawa).

Oddział Krakowski

Na Walnym Zebraniu w dniu 11 czerwca 1953 r. wybrano Zarząd na kadencję 1953/54, który ukonstytuował się jak następuje:

przewodniczący — prof. dr A. Jagielski,
zastępca przewodniczącego — prof. dr I. Jurkiewicz,
skarbnik — mgr J. Hennel,
sekretarz — mgr K. Nikiel,
członkowie Zarządu — mgr D. Kunisz i prof. dr H. Niewodniczański.

W okresie od 14 maja do 31 grudnia 1953 r. odbyło się 15 zebrań naukowych Oddziału, na których wygłoszono następujące referaty:

mgr Z. Lesiowa — „O czasie życia stanów metatrwałych gazów szlachetnych“,

mgr O. Daszkiewicz — „O całkowitym średnim przekroju czynnym dla neutronów w obszarze od 3 do 12 MeV“,
prof. dr A. Sołtan — „Doświadczalne metody badania zderzeń“,

prof. dr H. Niewodniczański — „Linia o energii 3,2 MeV w widmie promieni gamma Th D“,

mgr M. Wielowiejska — „Rozkład kątowy fotonutronów wytwarzanych w berylu przez promienie gamma Th D“,

dr A. Z. Hrynkiewicz — „Zastosowanie promieniowania Czerenkowa do wykrywania i pomiaru energii cząstek jądrowych“,

prof. dr M. Mięśowicz — „Wytwarzanie ciężkich mezonów za pomocą kosmotronu“,

mgr S. Świerszczewski — „Reakcje fotojądrowe“,

prof. dr H. Niewodniczański — „Problemy budowy jądra atomowego omawiane na kongresie w Birmingham“,

mgr O. Daszkiewicz — „Pompa jonizacyjna“,

mgr A. Strzałkowski — „Średnica radiogwiazd i nowa teoria pochodzenia promieniowania radiowego ze sklepienia niebieskiego“,

mgr F. Leś — „Badanie subtelnej struktury poziomów He⁺ metodą spektroskopii mikrofalowej“,

dr A. Z. Hrynkiewicz — „Polaryzacja promieniowania hamowania wielkiej energii“,

mgr O. Daszkiewicz — „Quasi-swobodne rozproszenie nukleonów i wewnątrzjądrowy rozkład pędów nukleonów“,

prof. dr M. Mięśowicz — „Jądrowe oddziaływanie cząstek wysokiej energii a wielkie pęki promieniowania kosmicznego“,

mgr W. Czyż — „Struktura nukleonów w świetle zderzeń bardzo wysokiej energii“,

dr A. Z. Hrynkiewicz — „Naturalna promieniotwórczość wolframu“,

prof. dr M. Jeżewski — „Badanie magnetycznych pól rozproszenia wokół lin stalowych“,

dr A. Z. Hrynkiewicz — „Promieniowanie Czerenkowa towarzyszące wielkim pękom“,

mgr K. Grołowski — „O doświadczalnych możliwościach wykrycia neutrina“,

prof. dr M. Mięśowicz — „Wyniki w dziedzinie badań zderzeń wysokiej energii uzyskane przy pomocy kosmotronu“,

dr A. Z. Hrynkiewicz — „Przeгляд czołowych problemów fizyki jądrowej“.

W okresie od 17 października do 8 listopada 1953 Oddział zorganizował cykl odczytów popularnych pod ogólnym tytułem „Fale elektromagnetyczne na usługach człowieka“; poszczególne odczyty ogłosili:

dr A. Z. Hrynkiewicz — „Lampy elektronowe“,

prof. dr M. Jeżewski — „Radio“,

mgr J. Hennel — „Telewizja“,

mgr O. Daszkiewicz — „Radar“.

W okresie od 21 listopada 1953 do 24 stycznia 1954 odbył się drugi cykl odczytów popularnych „Z zastosowań fizyki współczesnej“. Odczyty ogłosili:

mgr S. Świerszczewski — „Izotopy promieniotwórcze w technice i w medycynie“,

prof. dr A. Jagielski — „Promienie Röntgena“,

dr A. Z. Hrynkiewicz — „Komórka fotoelektryczna“.

dr J. Janik — „Ultradźwięki“,

mgr D. Kunisz — „Analiza widmowa“,

prof. dr H. Niewodniczański — „Fluorescencja“.

Ze względu na dużą liczbę słuchaczy odczyty obu cykli były wygłaszane dwukrotnie.

Ponadto w okresie od 30 października do 18 grudnia 1953 Oddział urządził następujące wykłady dla racjonalizatorów:

mgr K. Grotowski — „Ruch postępowy, dynamika, statyka“,

mgr T. Kowalski — „Ruch obrotowy, praca, energia“,

mgr D. Kunisz — „Właściwości sprężyste ciał“,

dr J. Janik — „Statyka cieczy i gazów“,

dr A. Z. Hrynkiwicz — „Dynamika cieczy i gazów“,

mgr A. Strzałkowski — „Drgania i fale“,

dr J. Janik — „Akustyka“.

Gościem Oddziału był prof. dr A. Soltan (Warszawa).

Oddział Lubelski

Skład Zarządu Oddziału:

przewodniczący — prof. dr S. Ziemecki,

zastępca przewodniczącego — prof. dr W. Staszewski,

skarbnik i sekretarz — dr D. Stachórska.

W okresie od 15 października do 31 grudnia 1953 odbyło się 7 posiedzeń naukowych Oddziału, na których zostały wygłoszone następujące referaty:

dr D. Stachórska — „O rozpadzie neutronów“,

prof. dr A. Waksmundzki — „Nowsze postępy chromatografii odkrytej przez Cwieta“,

inż. Kalinowski — „Samoloty odrzutowe“,

prof. dr R. S. Ingarden — „Teoria cząstek elementarnych“,

inż. Kalinowski — „Silniki nowoczesnych samolotów“,

prof. dr W. Żuk — „Nowe kierunki w spektrometri masowej“,

mgr S. Szpikowski — „Dyfuzja a siły międzycząsteczkowe“.

W dniach 18, 19 i 20 grudnia urządzono publiczne pokazy z różnych działów

fizyki. Frekwencja wyniosła około 1400 osób, głównie spośród młodzieży szkolnej.

Oddział zorganizował również wykłady fizyki i matematyki dla robotników.

Gościem Oddziału był prof. dr R. S. Ingarden (Wrocław).

Oddział Łódzki

Walne Zebranie Oddziału w dniu 29 października 1953 r. wybrało Zarząd na kadencję 1953/54. Zarząd ukonstytuował się jak następuje:

przewodniczący — prof. dr F. J. Wiśniewski,

zastępca przewodniczącego — prof. dr S. Sachs,

skarbnik — mgr J. Kruszevska,

sekretarz — mgr W. Kusch,

członek Zarządu — mgr T. Musiatowicz.

W okresie od 30 kwietnia do 31 grudnia 1953 odbyły się 4 zebrania naukowe Oddziału, na których wygłoszono następujące referaty:

prof. dr E. Skorko — „Próba stworzenia modelu elektronu“,

prof. dr L. Natanson — „Próba F. Dysona modelowego przedstawienia kwantowej teorii pól“,

mgr T. Musiatowicz — „Prace Wawiłowa nad mikrostrukturą światła“,

dr L. Kołodziejczyk — „Problematyka cząstkowo-falowa zagadnień mechaniki kwantowej wg Janossy'ego“.

Oddział urządził w maju 1953 r. cykl odczytów popularnych „Osiągnięcia i zagadnienia fizyki współczesnej“. Poszczególne odczyty wygłoszili:

mgr A. Zawadzki — „Promienie kosmiczne“,

prof. dr J. Pniewski — „Mikroskop elektronowy“,

prof. mgr B. Buras — „Materia i ruch“,

prof. dr J. Weyssenhoff — „Idee przewodnie mechaniki kwantowej“.

W bieżącym roku akademickim odczyty wygłoszili:

Ponadto w okresie od 30 października do 18 grudnia 1953 Oddział urządził następujące wykłady dla racjonalizatorów:

mgr K. Grotowski — „Ruch postępowy, dynamika, statyka“,

mgr T. Kowalski — „Ruch obrotowy, praca, energia“,

mgr D. Kunisz — „Właściwości sprężyste ciał“,

dr J. Janik — „Statyka cieczy i gazów“,

dr A. Z. Hrynkiwicz — „Dynamika cieczy i gazów“,

mgr A. Strzałkowski — „Drgania i fale“,

dr J. Janik — „Akustyka“.

Gościem Oddziału był prof. dr A. Soltan (Warszawa).

Oddział Lubelski

Skład Zarządu Oddziału:

przewodniczący — prof. dr S. Ziemecki,

zastępca przewodniczącego — prof. dr W. Staszewski,

skarbnik i sekretarz — dr D. Stachórska.

W okresie od 15 października do 31 grudnia 1953 odbyło się 7 posiedzeń naukowych Oddziału, na których zostały wygłoszone następujące referaty:

dr D. Stachórska — „O rozpadzie neutronów“,

prof. dr A. Waksmundzki — „Nowsze postępy chromatografii odkrytej przez Cwieta“,

inż. Kalinowski — „Samoloty odrzutowe“,

prof. dr R. S. Ingarden — „Teoria cząstek elementarnych“,

inż. Kalinowski — „Silniki nowoczesnych samolotów“,

prof. dr W. Żuk — „Nowe kierunki w spektrometri masowej“,

mgr S. Szpikowski — „Dyfuzja a siły międzycząsteczkowe“.

W dniach 18, 19 i 20 grudnia urządzono publiczne pokazy z różnych działów

fizyki. Frekwencja wyniosła około 1400 osób, głównie spośród młodzieży szkolnej.

Oddział zorganizował również wykłady fizyki i matematyki dla robotników.

Gościem Oddziału był prof. dr R. S. Ingarden (Wrocław).

Oddział Łódzki

Walne Zebranie Oddziału w dniu 29 października 1953 r. wybrało Zarząd na kadencję 1953/54. Zarząd ukonstytuował się jak następuje:

przewodniczący — prof. dr F. J. Wiśniewski,

zastępca przewodniczącego — prof. dr S. Sachs,

skarbnik — mgr J. Kruszevska,

sekretarz — mgr W. Kusch,

członek Zarządu — mgr T. Musiatowicz.

W okresie od 30 kwietnia do 31 grudnia 1953 odbyły się 4 zebrania naukowe Oddziału, na których wygłoszono następujące referaty:

prof. dr E. Skorko — „Próba stworzenia modelu elektronu“,

prof. dr L. Natanson — „Próba F. Dysona modelowego przedstawienia kwantowej teorii pól“,

mgr T. Musiatowicz — „Prace Wawiłowa nad mikrostrukturą światła“,

dr L. Kołodziejczyk — „Problematyka cząstkowo-falowa zagadnień mechaniki kwantowej wg Janossy'ego“.

Oddział urządził w maju 1953 r. cykl odczytów popularnych „Osiągnięcia i zagadnienia fizyki współczesnej“. Poszczególne odczyty wygłosili:

mgr A. Zawadzki — „Promienie kosmiczne“,

prof. dr J. Pniewski — „Mikroskop elektronowy“,

prof. mgr B. Buras — „Materia i ruch“,

prof. dr J. Weysenhoff — „Idee przewodnie mechaniki kwantowej“.

W bieżącym roku akademickim odczyty wygłosili:

mgr A. Wrzesińska — „Fotoluminescencja kryształów w świetle badań Adiorowicza“,

prof. mgr M. Danysz — „Opóźniony rozpad silnie wzbudzonych lekkich jąder“.

Oddział urządził w Toruniu 3 odczyty popularne. Ponadto wygłoszono 16 odczytów dla starszych klas szkół średnich w Bydgoszczy, Włocławku, Lipnie, Inowrocławiu, Tucholi.

Gośćmi Oddziału byli: prof. mgr M. Danysz (Warszawa) i prof. dr W. Staszewski (Lublin).

Oddział Warszawski

Dnia 13 października 1953 r. Walne Zebranie Oddziału wybrało Zarząd na kadencję 1953/54. Zarząd ukonstytuował się jak następuje:

przewodniczący — prof. dr W. Ścisłowski,

zastępca przewodniczącego — doc. dr J. Werle,

skarbnik — mgr Z. Małkowski,
sekretarz — mgr J. Bogdanowicz,
członek zarządu — mgr K. Rosiński.

W drugim półroczu 1953 r. odbyły się 3 zebrania naukowe Oddziału, na których wygłoszono następujące referaty:

prof. dr L. Sosnowski — „Wrażenia z udziału w I Konferencji Fizyków w Budapeszcie“,

prof. dr W. Zonn — „Zagadnienie ewolucji gwiazd“,

prof. mgr M. Danysz — „Wybrane zagadnienia z dziedziny promieni kosmicznych“.

Oddział zorganizował odczyty popularne dla uczniów starszych klas szkół ogólnokształcących i zawodowych. Powszechnie odczyty wygłoszili:

prof. mgr B. Buras — „Promienie elektronowe“,

mgr W. Wardzyński — „Oscylograf katodowy“,

mgr S. Pasierbiński — „Fale elektromagnetyczne“,

prof. mgr T. Skaliński — „Optyka geometryczna“.

Ponadto Oddział prowadzi stałą akcję popularyzacyjną na terenie Domu Kultury Związków Zawodowych, ustalając tematykę odczytów i dobierając prelegentów.

Oddział Wrocławski

Dnia 15 października odbyło się Walne Zebranie Oddziału, które wybrało Zarząd na kadencję 1953/54. Nowy Zarząd ukonstytuował się jak następuje:

przewodniczący — prof. dr J. Rzewuski,

zastępca przewodniczącego — prof. inż. Z. Bodnar,

skarbnik — mgr B. Rozenfeld,

sekretarz — mgr W. Szczurówna,

członek Zarządu — prof. dr J. Nikliborc.

W drugim półroczu odbyło się 9 zebrań naukowych Oddziału, na których wygłoszono następujące referaty:

prof. dr W. A. Fock — „Niektóre podstawowe zagadnienia mechaniki kwantowej“,

prof. dr R. S. Ingarden — „Znaczenie prac Kopernika dla fizyki“,

mgr J. Łopuszański — „Dyskusja rozwiązania zagadnienia fluktuacyjnego w promieniowaniu kosmicznym“,

mgr A. Jaśkiewicz — „Prace doświadczalne fizyków radzieckich w dziedzinie cząstek elementarnych“.

mgr J. Łopuszański — „Statystyczne ujęcie II zasady termodynamiki“.

mgr A. Pawlikowski — „Walka z idealizmem w rachunku prawdopodobieństwa“,

mgr Z. Sidorski — „Radzieckie prace z dziedziny teorii ciała stałego“,

mgr Z. Galasiewicz — „O efektywnym momencie bezwładności rotatora“,

prof. dr J. Rzewuski — „O sprowadzaniu pewnych typów równań różniczkowo-całkowych, występujących w

zagadnieniach fizyki, do równań różniczkowych“,

mgr C. Bazan i mgr A. Jaśkiewicz — Badanie pozostałości dielektrycznej dla polimerów“.

Gościem Oddziału był prof. dr W. A. Fock (Leningrad).

Prace ogłoszone

K. Antonowicz, Przyrząd do całkowania równania Schrödingera (*Acta Phys. Polon.*, 12, 163).

Streszczenie: Skonstruowano przyrząd do całkowania równania Schrödingera, oparty na analogii równania ruchu igły magnetycznej i jednowymiarowego równania Schrödingera. Działanie przyrządu sprawdzono na przykładzie oscylatora harmonicznego. Otrzymano funkcje własne, które porównane z teoretycznymi wykazały błąd mniejszy od 1%.

H. Chęcińska, Fotoprzewodzące i fotowoltaiczne warstwy selenku ołowiu (*Acta Phys. Polon.*, 12, 194).

Streszczenie: Opracowano metodę aktywacji cienkich (około 1 μ) warstw mikrokrystalicznych selenku ołowiu wykazujących fotoprzewodnictwo i wewnętrzny efekt fotowoltaiczny. Warstwy takie formowano przez odparowanie w próżni selenku ołowiu zawierającego nadmiar ołowiu ponad stosunek stechiometryczny. Celem uzyskania fotoczułości poddawano je szeregowi zabiegów polegających na działaniu tlenu pod niskim ciśnieniem i redukcji przez grzanie w próżni. Zachowanie się warstw podczas zabiegów uczulających, dane uzyskane z badania zjawiska Holla i ścisły związek istniejący pomiędzy fotoprzewodnictwem i zjawiskiem fotowoltaicznym są zgodne z teorią barierową podaną przez L. Sosnowskiego. Wyprodukowane warstwy posiadają czułość na promieniowanie w zakresie od 0,5 μ do 3,6 μ . Czulość progowa w temperaturze pokojowej wy-

nosi 10⁻⁸ W/cm² i wzrasta z obniżeniem temperatury.

W. Hanus i J. Rayski, Polaryzacja próżni w nielokalnej elektrodynamice (*Acta Phys. Polon.*, 12, 181).

Streszczenie: W ramach nielokalnej elektrodynamiki obliczono prąd polaryzacji próżni wytworzony przez zewnętrzne pole elektromagnetyczne. Obliczony prąd nie zawiera wyrazów rozbieżnych, ale jest niezgodny z doświadczeniem z powodu wystąpienia osobliwości (biegun) w szeregu potęgowym rozwinięcia w przestrzeni pędów. Biegun ten może być usunięty i zgodność z doświadczeniem uzyskana przez sprzężenie pola elektromagnetycznego z naładowanymi fermionami i bozonami.

W. Kołos, Wpływ zahamowanej rotacji związanych protonów na rozproszenie powolnych neutronów (*Acta Phys. Polon.*, 13, 67).

Streszczenie: Został obliczony przekrój czynny na rozproszenie powolnych neutronów przez związane w drobinie protony, które posiadają dodatkowy stopień swobody torsyjnej. Wykazano, że przekrój czynny protonu na zderzenia, które są elastyczne ze względu na zahamowaną rotację wewnętrzną, ale które pobudzają rotację całej drobinę wokół osi rotacji zahamowanej, jest mniejszy niż przekrój czynny protonu związanego w sztywnej drobinie. Z teorii wynika, że przekrój czynny zależy od energii padających neutronów i energii termicznej rozpraszających drobin.

Z. Małkowski. — O wzbudzeniu monochromatycznym fluorescencji w roztworach tetrahydrofluorocyklenu. — *Bull. Acad. Polon. Ści. Cl. III*, 1, 287).

Streszczenie: Stwierdzono, nienotowaną dotychczas u żadnego ze związków pokrewnych, podzielność widma fluorescencji roztworów tetrahydrofluorocyklenu. Zjawisko to występuje przy pobudzeniu

monochromatycznym i wskazuje na odrębny charakter dwu szerokich obszarów widma pochłaniania badanego roztworu. Wysznięto dwie interpretacje obserwowanych faktów.

W. Mościcki, O zastosowaniu liczników G. M. napełnionych $\text{CO}_2 + \text{CS}_2$ do wyznaczania wieku szczątków organicznych (Acta Phys. Polon., 12, 238).

Streszczenie: Przeprowadzono doświadczenia nad możliwością zastosowania liczników G. M. napełnionych $\text{CO}_2 + \text{CS}_2$ do badań geochronometrycznych.

H. Niewodniczański i M. Wielowiejska. Promieniowanie γ ThD o energii 3,20 MeV wyznaczone metodą emulsji fotograficznych (Bull. Acad. Polon. Sci., Cl. III, 1, 293).

Streszczenie: Wyznaczono część widma promieni γ wysyłanych przez preparat mezotoru z zasięgu protonów odrzuconych przez fotoneutrony z berylu w emulsji płyt fotograficznych Ilforda C2 o grubości 100 μ . Opierając się na zależności zasięgu protonów odrzuconych, w emulsji od ich energii, określono energię padających neutronów. Jak się okazało, dla określonego obszaru emulsji oprócz grupy fotoneutronów o energii 0,88 MeV odpowiadającej promieniom γ o energii 2,62 MeV występuje także mniej licznie reprezentowana grupa neutronów o energii 1,35 MeV. Grupa ta odpowiada linii promieniowania γ o energii 3,20 MeV. Na podstawie statystycznego opracowania zliczeń torów odrzuconych protonów otrzymano na stosunek nateżeń linii o energiach 3,20 i 2,62 MeV liczbę 1/11.

J. Nikliborc. O pewnej obserwacji mikroskopem Müllera (Acta Phys. Polon., 12, 244).

Streszczenie: Podczas obserwacji ostrza wolframowego żarzonego nieco powyżej czerwonego żaru dokonanej mikroskopem Müllera otrzymano obraz o charakterystycznej, dość wyraźnej

subtelnej strukturze w okolicach 4-ych osi symetrii. Obraz w tych okolicach zinterpretowano jako obraz absorpcyjny, prawdopodobnie tlenu. Obserwacja wskazywałaby na to, że ostrze wyżarzonego monokryształu przyjęło postać wielościanu posiadającego w niektórych częściach liczne drobne ścianki.

A. Piekara i Z. Pająk, Wpływ pola elektrycznego na stałą dielektryczną ferroelektrycznych tytanianów (Acta Phys. Polon., 12, 170).

Streszczenie: Głównym tematem pracy było wyznaczenie zależności stałej dielektrycznej polikrystalicznych tytanianów baru i strontu — baru od natężenia stałego pola elektrycznego. Wykreślono krzywe tej zależności dla stanów quasistatycznych poniżej i powyżej punktu Curie. Poniżej punktu Curie zaobserwowano wpływ wstępnej polaryzacji próbki na zmiany stałej dielektrycznej w czasie. Efekt ten przejawia się w różnicach wartości stałej dielektrycznej zależnie od różnych kierunków zastosowanych pól elektrycznych.

J. Plebański, Dowód jednoznaczności niektórych równań fizyki (Acta Phys. Polon., 12, 230).

Streszczenie: Na podstawie myśli przewodniej podanego przez Rubinowicza dowodu jednoznaczności równań Maxwella udowodniono lemat, który pozwala w prosty sposób wykazywać jednoznaczność rozwiązań szeregu liniowych równań pola typu hiperbolicznego występujących w fizyce. Szczególnie prosto przebiegają dowody w wypadku równań Maxwella, Proca i Diraca.

J. Rayski, O regularnej teorii pola II (skwantowanej), (Acta Phys. Polon., 13, 15).

Streszczenie: Nielokalna teoria pola skonstruowana w obszarze ograniczonym przez dwie hiperpowierzchnie została skwantowana lagrangianową me-

todą Schwingera. Przedyskutowano metodę bezpośredniej kwantyzacji równań pola. Podano dla wypadku skwantowanego pola sprzężonego z polem zewnętrznym wystarczające warunki na istnienie rozwiązań analitycznych. Został przedyskutowany ogólny wypadek dwóch oddziaływających wzajemnie skwantowanych pól i sformułowane pewne konieczne warunki na istnienie regularnych rozwiązań.

J. R a y s k i, O energii stanów związanych w kwantowej teorii pól, (*Acta Phys. Polon.*, **13**, 53).

Streszczenie: Wyprowadzono z teoretycznych zasad polowych równanie na wartości własne energii układu dwóch ciał. Jako przykład rozpatrzono prosty model nierelatywistycznych naładowanych pól bezspinowych. Zostało napisane we względnych współrzędnych dwóch cząstek równanie na wartości własne energii, to jest uogólnione niezależne od czasu równanie Schrödingera.

J. R a y s k i, O widmie mas cząstek elementarnych, (*Acta Phys. Polon.*, **13**, 77).

Streszczenie: Wykazano, że uogólnione równania pola (równania Schrödingera-Gordona i Diraca) wraz z dodatkowym warunkiem wzajemności postulowanym w ramach nielokalnej (bilokalnej) teorii pola prowadzi do skwantowania mas. Można poklasyfikować rodziny cząstek ze względu na (całkowite lub połówkowe) wartości spinu i spinu izotopowego. Zostały podane widma mas rodziny nukleonu i rodziny mezonu π . Masy składają się z dwóch części: zwykłej masy i masy pola. Występowanie masy polowej jest odpowiedzialne za subtelną strukturę poziomów mas.

W. R u b i n o w i c z, Proste wyprowadzenie wyrażenia na falę ugięcia Kirchhoffa, (*Acta Phys. Polon.*, **12**, 225).

Streszczenie: Zostało podane proste wyprowadzenie wyrażenia na falę ugię-

cia Kirchhoffa. Wyprowadzenie to opiera się na twierdzeniu Stokesa, nie używa się jednak przy tym żadnego specjalnego układu współrzędnych. Wyprowadzenie to daje bezpośrednio wyrażenie na falę ugięcia w postaci podanej poprzednio (1917) przez autora.

W. R u b i n o w i c z, Rola fali ugięcia w teorii zjawisk dyfrakcji Fraunhofera (*Acta Phys. Polon.*, **13**, 3).

Streszczenie: W ramach teorii Kirchhoffa zrozumieć możemy powstawanie zjawisk dyfrakcji Fraunhofera przyjmując, że spowodowane są one przez interferencję fal ugięcia rozchodzących się od poszczególnych elementów krawędzi ugięcia. Możemy przy tym otrzymać „fale ugięcia Fraunhofera“ przez proste przejście graniczne z wyrażenia podanego w r. 1917 przez autora dla przypadku fresnelowskiego. Krawędź ugięcia może być przy tym dana przez krzywą przestrzenną. Podczas gdy w zjawiskach ugięcia Fresnela fala ugięcia odgrywa ważną rolę, nie ujawnia się ona wyraźnie w zjawiskach ugięcia Fraunhofera. Podane wyrażenie na falę ugięcia Fraunhofera ułatwia znacznie dyskusję odnośnie do przykładów specjalnych, przede wszystkim w przypadku, gdy krawędź ugięcia dana jest przez krzywą przestrzenną.

J. R z e w u s k i, Relatywistyczna dynamika kwantowa układu cząstek oddziaływających wzajemnie (*Acta Phys. Polon.*, **13**, 31).

Streszczenie: Zagadnienie relatywistyczne wzajemnie oddziaływających cząstek zostało skwantowane za pomocą metody aproksymacyjnej. Rozwiązania równań ruchu zostały przedstawione jako rozwinięcia na szereg potęgowy stałych współdziałania. Podane zostały macierze S dla problemów rozproszeniowych. Jako przykład obliczono *explicitę* rozwiązanie na S z dokładnością do pierwszego przybliżenia.

B. Sujak, Zewnętrzny efekt fotoelektryczny z polikrystalicznych warstw haloidków alkalicznych mierzony licznikiem Geigera-Müllera (Acta Phys. Polon., 12, 241).

Streszczenie: Zastosowanie metody licznika G-M pozwoliło na pomiar bardzo słabego zewnętrznego efektu fotoelektrycznego dla polikrystalicznych warstw NaCl i KCl. Stwierdzono istnienie maksimumów fotoemisji w pobliżu 480 m μ dla NaCl, a w pobliżu 570 m μ dla KCl. Wyniki pomiarów pozwalają przypuszczać, że efekt fotoelektryczny jest związany z istnieniem F-centrów w badanych warstwach.

R. Teisseyre, Uwaga o zagadnieniu warunków współrzędnych i równań ruchu w ogólnej teorii względności (Acta Phys. Polon., 13, 47).

Streszczenie: Wykazano, że w metodzie aproksymacyjnej Einsteina i Infelda równania ruchu w przybliżeniu newtonowskim i w przybliżeniu następnym są niezależne od dowolnej funkcji a_0 pojawiającej się w rozwiązaniach równań pola. Ten wynik łącznie z wynikami Einsteina i Infelda dotyczącymi a_1 i b_1 prowadzi do wniosku, że w ich nowej metodzie aproksymacyjnej równania ruchu w przybliżeniu newtonowskim i następnym są jednoznacznie określone przez przyjęcie newtonowskiego potencjału jako rozwiązania pierwszego równania pola.

J. Werle, Problem „równoważnych” potencjałów w klasycznych równaniach ruchu. (Bull. Acad. Polon. Sci. Cl. III, 1, 281).

Streszczenie: Przez konfrontacje relatywistycznego i nierelatywistycznego równania Hamiltona Jacobiego została podana metoda znajdowania relatywistycznych poprawek do form potencjału używanych w nierelatywistycznych równaniach ruchu. Metoda została zastosowana do przypadków ruchu cząstki

w polu coulombowskim i w polu mezonowym. Wniosek dotyczący pola mezonowego jest specjalnie interesujący, gdyż autor oprócz zwykłych przyciągających sił jądrowych otrzymał siły odpychające na bardzo małych odległościach rzędu 10^{-14} cm. Jest to wynik, który zdaje się być potwierdzany przez ostatnie doświadczenia nad rozpraszaniem nukleonów na nukleonach.

R. A. Millikan (1868—1953)

19 grudnia 1953 r. zmarł w San Marino w Kalifornii znany fizyk amerykański Robert Andrew Millikan.

Millikan urodził się w 1868 r. Po ukończeniu Kolegium Oberlina i Uniwersytetu Columbia w 1895 r. uzyskał stopień doktora filozofii. Następny rok spędził w Niemczech w Berlinie i w Getyndze. Po powrocie do Ameryki został asystentem a następnie profesorem na uniwersytecie w Chicago. Podczas pierwszej wojny światowej 1914—1918 służył w biurze łączności w stopniu podpułkownika. W r. 1921 objął kierownictwo laboratorium fizycznego w kalifornijskim Instytucie Technologii w Pasadenie. W latach 1931—1934 był prezesem Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej.

Spośród prac doświadczalnych Millikana najważniejsze były jego pomiary ładunku elementarnego oraz badania zjawiska fotoelektrycznego, dalekiego ultrafioletu (do 137 Å) i promieniowania kosmicznego. W 1923 r. została mu przyznana nagroda Nobla z fizyki. Poza tym Millikan otrzymał medale Edisona, Hughesa, Faradaya i Mettenci.

Ludwig Prandtl (1875—1953)

Dnia 15 sierpnia 1953 r. zmarł w Getyndze Ludwig Prandtl, zapewne największy współczesny specjalista w dziedzinie aerodynamiki.

Prandtl urodził się w 1875 r. W roku 1907 został powołany na katedrę w uni-

wersytecie w Getyndze, na której pozostał do końca życia. Tam stworzył swoją sławną szkołę aerodynamiki i hydrodynamiki. Prandtl był przede wszystkim znakomitym teoretykiem, ale również odznaczał się wybitnym talentem eksperymentatorskim. Urządził on w Getyndze doskonale wyposażone laboratorium aerodynamiczne. W dziedzinie aerodynamiki teoretycznej prace Prandtla mają znaczenie przełomowe. Niemożliwe jest wymienić tu choćby pokrótce wszystkie jego ważniejsze odkrycia. Wspomnimy tylko, że jego prace nad przepływem cieczy ścisłych dały podstawę dla badań prowadzonych obecnie w wielu ośrodkach w związku z prędkościami naddźwiękowymi lotu. Największą może jednak zasługą Prandtla było wprowadzenie koncepcji warstwy granicznej i świetne matematyczne ujęcie związanych z tym problemów. Na podstawie pewnych założeń, które są w przybliżeniu prawdziwe dla cienkiej warstwy płynu graniczącej z powierzchnią ciała, Prandtl potrafił przekształcić niemożliwe do rozwiązania ogólne równania przepływu lepkiego w formę wprawdzie skomplikowaną, lecz dającą się rozwiązać. W niektórych przypadkach można uzyskać rozwiązanie analityczne, a w wielu innych trzeba się posługiwać całkowaniem numerycznym. Te prace doprowadziły do zrozumienia zjawisk przejawiających się jako opór sta-

wiany przez ośrodek ruchowi ciał szczególnych kształtów, jak np. skrzydeł samolotowych, a jednocześnie wyjaśniły przyczyny rozbieżnych wyników pomiarów w różnych tunelach aerodynamicznych w związku z różnicami w przejściu od przepływu laminarnego do burzliwego w warstwie granicznej.

Prace Prandtla stały się podstawą do opracowania współczesnej teorii oporów aerodynamicznych, mającej nieocenioną wartość dla techniki konstrukcji samolotowych.

Prandtl był nie tylko znakomitym badaczem, ale również utalentowanym nauczycielem. Wielu z jego uczniów zalicza się do najwybitniejszych pracowników w dziedzinie aerodynamiki.

A. B. Dobrowolski (1872—1954)

W dniu 27 kwietnia zmarł w Warszawie Antoni Bolesław Dobrowolski, członek tytularny Polskiej Akademii Nauk, profesor zwyczajny Uniwersytetu Warszawskiego, znakomity badacz w dziedzinie meteorologii, geofizyki, kryologii a również wybitny działacz w dziedzinie pedagogiki.

W jednym z najbliższych zeszytów ukaże się o nim obszerniejsze wspomnienie.

ERRATA
„Postępy Fizyki” T. V, zeszyt 2

Str.	wiersz lub rys.	jest	powinno być
154	rys. 1	A odległość atomu	J odległość atomów
155	11 w. od góry	$\int \psi_{d_2}(\vec{r}) \psi_p(\vec{r}) d\vec{r}$	$\int \psi_{d_2}(\vec{r}) h^{op} \psi_p(\vec{r}) d\vec{r}$
155	wiersz 12	oraz	gdzie h^{op} oznacza hamiltonian oddziaływania anionu na elektron kationu
171	rysunek 12	natężenie $\left(\frac{\text{neutron}}{\text{min}}\right)$	natężenie $\left(\frac{\text{neutron}}{\text{min}}\right)$
186	u dołu we wzorze (8)	x a	x/a
188	wiersz 10 od góry	Hachałowej	Machałowej
192	rys. 4c	$\varphi c_1 \varphi c_2$	$\varphi e_1 \varphi e_2$
192	rys. 4 a, b, c		dodać objaśnienie użytych symboli: μ_1, μ_2 — poziom Fermiego φ_1, φ_2 — potencjał wewnętrzny (el-stat.) ξ_1, ξ_2 — potencjał chem. X_1, X_2 — praca wyjścia el.
195	rys. 7a	X_p —	$X_p - X_n$
195	rys. 7a	opuszczono podpis:	duża gęstość stanów pow., małe $x_p - x_n$
195	rys. 7b	„ „	mała gęstość stanów pow., duże $X_p - X_n$
197	rys. 8b	opuszczono podpis:	prostowanie
197	rys. 8c	„ „	kierunek zaporowy
199	rys. 11	$\Delta\varphi - W$	$\Delta\varphi = W_0$
199	wiersz 7 od dołu	potrzebowałyby	potrzebowałyby
204	„ 9 „ „	pewnętrznego	zewnętrznego
206	„ 17 „ „	Puczejko	Pucejko
208	„ 3 „ „	tym	tych
210	„ 1 od góry	przewidzwane	przewidywane
211	pozycja bibl. 36		dopisać: str. 535
211	wiersz 1 od dołu	Saith	Smith
202		opuszczono rys. 13	

półprzewodnik	$\Delta\varphi$	Δk	$\Delta\sigma$
dziurowy	∓	∓	±
elektronowy	∓	±	

rys. 13

Tabela określa znak zmiany pracy wyjścia ($\Delta\varphi$) oraz przewodnictwa (Δk) w zależności od znaku zmiany ładunku pow. ($\Delta\sigma$) dla półprzewodnika dziurowego i elektronowego.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD

Przewodniczący
Prof. dr ANDRZEJ SOŁTAN, czł. koresp. PAN

Wiceprzewodniczący
Prof. dr LEONARD SOSNOWSKI

Sekretarz
Prof. mgr TADEUSZ SKALIŃSKI

Skarbnik
Prof. dr JERZY PNIEWSKI

Członek Zarządu
Prof. dr LUDWIK NATANSON

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk — PROF. DR IGNACY ADAMCZEWSKI

Gliwice — PROF. DR KAZIMIERZ GOSTKOWSKI

Kraków — PROF. DR ALEKSY JAGIELSKI

Lublin — PROF. DR STANISŁAW ZIEMECKI

Łódź — PROF. DR FELIKS J. WIŚNIEWSKI

Poznań — PROF. DR STANISŁAW LORIA

Toruń — PROF. DR JERZY RAYSKI

Warszawa — PROF. DR WŁODZIMIERZ ŚCIŚŁOWSKI

Wrocław — PROF. DR JAN RZEWUSKI

PRENUMERATA NA ROK 1954
CZASOPISM NAUKOWYCH
POLSKIEJ AKADEMII NAUK I TOWARZYSTW NAUKOWYCH
 wydawanych przez
PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

Tytuł	Ilość nr w roku	Prenumerata półroczna zł	Tytuł	Ilość nr w roku	Prenumerata półroczna zł
Acta Biochimica Polonica	4	30	Kosmos	6	21
Acta Geologica Polonica .	4	40	Kwartalnik Historyczny	4	30
Acta Geophysica Polonica	4	24	Kwart. Hist. Kult. Mat. .	4	30
Acta Microbiologica Pol.	4	20	Kwart. IPR + Sovietica	4	20
Acta Physica Polonica .	4	24	Kwartalnik Neofilolog. .	4	30
Archiwum Bud. Maszyn	4	30	Meander	10	25
Archiwum Hydrotechn. .	4	30	Myśl Filozoficzna	4	30
Archiwum Górn. i Hutn.	4	30	Nauka Polska	4	40
Archiwum Elektrotechn.	4	30	Postępy Astronomii . . .	4	10
Archiw. Mech. Stosow. .	4	30	Postępy Fizyki	4	20
Biul. PAN Wydz. II	4	10	Postępy Hig. i Med. Dośw.	4	24
Biul. PAN „ III	10	25	Przegląd Geograficzny . .	4	20
Biul. PAN „ IV	4	10	Przegląd Historyczny . . .	4	24
Biul. PAN „ II	4	10	Przegląd Statystyczny . .	4	24
Biul. PAN „ III	10	25	Przegląd Orientalist. . . .	4	24
Biul. PAN „ IV	4	10	Roczniki Chemii	4	40
Chrońmy Przyrodę Ojcz.	6	12	Sprawozdania z Czynno-		
Czasopismo Geograficzne	4	14	ści i Prac PAN	4	20
Ekologia Polska	4	14	Wiadomości Archeolo-		
Ekonomista	4	30	giczne	4	24
Folia Biologica	4	24	Wszeczeńświat	10	20
Geodezja i Kartografia . .	4	20			

Organ. Min. Szkol. Wyższego i Głównego Zarz. Zw. Zaw. Nauczycielstwa Polskiego
 — **Zycie Szkoły Wyższej** — 12 × w roku — 96 zł rocznie.

*

Przedpłatę na 2 półrocze 1954 r. należy przekazywać na konto **PKO Nr 1-110-28504** W-wa, PPK „Ruch“ z zaznaczeniem na blankiecie tytułu zamawianego czasopisma. Prenumeratę na 2 półrocze przyjmują do 10 czerwca br. także urzędy pocztowe i listonosze.

Pojedyncze numery do nabycia w kioskach „Ruchu” lub u kolporterów zakładowych. Nakłady ograniczone. Regularną dostawę czasopism zapewni tylko prenumerata.

Informacji w sprawie prenumeraty opłacanej w kraju z zleceniem wysyłki za granicę udziela oraz zamówienia przyjmuje Oddział Wydawnictw Zagranicznych PPK „Ruch” Sekcja Eksportu, Warszawa, Aleje Jerozolimskie 119, tel. 805-05.