

ZAKŁAD FIZYKI
Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej
w Lublinie

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

TOM VII

ZESZYT 6

1956

RADA REDAKCYJNA

Przewodniczący — S z c z e p a n S z c z e n i a w s k i (Poznań)
Członkowie — W ł a d y s ł a w K a p u ś c i ń s k i (Warszawa),
H e n r y k N i e w o d n i c z a ń s k i, czł. koresp. PAN (Kraków),
W o j c i e c h R u b i n o w i c z, czł. rzec. PAN (Warszawa),
L e o n a r d S o s n o w s k i (Warszawa)

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — L u d w i k N a t a n s o n (Warszawa)
Zastępca Redaktora Naczelnego — K a r o l M a j e w s k i (Warszawa)
Red. Działu Fizyki Teoretycznej — W o j c i e c h K r ó l i k o w s k i
(Warszawa)
Red. Działu Fizyki Doświadczalnej — K a z i m i e r z R o s i ń s k i
(Warszawa)
Sekretarz Redakcji — B a r b a r a W o j t o w i c z (Warszawa)

Adres Redakcji: Warszawa, Hoża 69

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

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM VII. ZESZYT 6

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1956

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
WARSZAWA, KRAKOWSKIE PRZEDMIEŚCIE 79

Nakład 2710 (2615+95)	Oddano do składania 4.X.56
Ark. wyd. 7,2; ark. druk. 5,25	Podpisano do druku 17.XII.56
Druk sat. V kl. 80 gr. 70×100	Druk ukończono w grudniu 1956
Cena zł 11.—	Zamówienie nr 1470 B-11

Drukarnia im. Rewolucji Październikowej, Warszawa



BENIAMIN FRANKLIN
(według obrazu Duplessisa, w sztychu Chevilleta)

Józef Hurwic

Politechnika Warszawska

Benjamin Franklin — uczyony i polityk

W 250 rocznicę urodzin

Historia przekazuje nam wiadomości o niejednej postaci, która była jednocześnie politykiem i uczonym. Zazwyczaj jednak uczeni uważali taką osobę za najwybitniejszego męża stanu wśród uczonych, politycy zaś za najwybitniejszego uczonego wśród polityków.

Zupełnie odmiennie ma się sytuacja z Beniaminem Franklinem. Reprezentanci życia politycznego widzą w nim właśnie znakomitego męża stanu, który tylko ubocznie interesował się nauką. Świat nauki natomiast ocenia go jako zasłużonego uczonego, dla którego dyplomacja była jedynie niejako marginesem działalności. Robert A. Millikan zalicza Franklina do największych uczonych XVIII wieku.

Była to postać zupełnie niezwykła. Toteż zrozumiałe, że cały świat obchodzi w tym roku uroczyste 250 rocznicę urodzin tego wielkiego człowieka.

Benjamin Franklin urodził się 17 stycznia 1706 roku w Bostonie — małej jeszcze wtedy miejscinie — w bardzo licznej, niezamożnej rodzinie emigranta z Anglii, trudniącego się w nowej ojczyźnie wyrobem świec i mydła. Chłopiec zaledwie przez dwa lata chodził do szkoły elementarnej. Całą swą olbrzymią wiedzę zdobył później jako samouk.

Ojciec zaczął wcześniej wdrażać Beniamina do pomocy w swej pracy. Zajęcie to nie odpowiadało jednak chłopcu, który wykazywał niezwykle zamiłowanie do czytania. Skłoniło to ojca do oddania 12-letniego Beniamina jako terminatora do drukarni swego starszego syna. Gdy brat Beniamina zaczął wydawać dziennik, młodszy Franklin pracował tam jako drukarz. Jednocześnie zaczął pisać artykuły do dziennika. Nieporozumienia z bratem spowodowały jednak porzucenie tej pracy.

Jako 17-letni młodzieniec rozpoczął samodzielne życie. Pracował w ciężkich warunkach w Nowym Jorku, później w Filadelfii, a wreszcie puścił się w niełatwą podróż do Anglii.

Znalazł tu dobrze płatną pracę drukarza. Miał przy tym okazję zaznajomić się z angielskim ruchem umysłowym.

Po powrocie do Ameryki Franklin osiadł w Filadelfii, gdzie założył małą księgarnię, następnie wypożyczalnię książek i wreszcie samodzielną firmę wydawniczą. Stał się redaktorem własnego pisma. Brał coraz żywszy udział w życiu politycznym. Wsławił się jako wydawca głośnego kalendarza bitego przez 25 lat w wielkim na owe czasy nakładzie i tłumaczonego na obce języki. Dużo czasu poświęcał Franklin na pogłębianie swej wiedzy i samodzielne badania naukowe.

Po roku 1752 wzrasta się działalność polityczna Franklina. W latach 1752—1756 i 1764—1775 reprezentuje on w Anglii ówczesne północno-amerykańskie kolonie angielskie: Pensylwanię, Georgię i Massachusetts.

W roku 1775 powraca do kraju, by mimo podeszłego wieku wziąć czynny udział w walce o niepodległość ojczyzny. Gdy kolonie amerykańskie oderwały się od Anglii, Franklin wyjeżdża do Francji jako pierwszy przedstawiciel dyplomatyczny Stanów Zjednoczonych. Przebywa tu 9 lat zyskując wielką popularność. Uda mu się zawrzeć korzystny traktat z Francją. Przy udziale Franklina zawarto w 1782 r. w Paryżu pokój z Anglią uznający niepodległość Stanów Zjednoczonych Ameryki Północnej.

Po powrocie do kraju ostatnim aktem politycznym Franklina było podpisanie petycji o zniesienie niewolnictwa.

Najpełniejsze wydania pism Franklina składają się z 10 tomów. Obejmują one autobiografię, memoriały polityczne, zalecenia moralne, rozważania z różnych dziedzin nauki i techniki itd. oraz listy. W wieku XIX wiele prac Franklina przetłumaczono na język polski.

Benjamin Franklin — jak wykazała ostatnio prof. Maria Ossowska w pięknej pracy o moralności mieszczańskiej* — w swej autobiografii, wydawanym przez siebie moralizatorskim kalendarzu i rozsianych w pismach licznych wskazówkach życiowych był wielkim wychowawcą młodego kapitalizmu Stanów Zjednoczonych i Europy, klasycznym modelem moralności mieszczańskiej, głoszącej cnotę trzeźwej użyteczności, oszczędności, pracowitości, solidności handlowej, metodyczności. Życie w atmosferze kalkulacji jest charakterystyczne dla postawy życiowej zalecanej przez Franklina. Stany Zjednoczone — stwierdza Ossowska — są krajem, który Franklin wymodelował, biorąc czynny udział w redagowaniu jego konstytucji i dając mu wzór człowieka, który wszystko sam sobie zawdzięcza.

W niniejszym artykule nie mogę oczywiście omawiać całej bogatej i różnorodnej działalności Franklina. Podkreślę przede wszystkim

* Maria Ossowska — „Moralność mieszczańska“. Łódzkie Towarzystwo Naukowe, Wydział I, nr 22, Łódź 1956, Zakład im. Ossolińskich we Wrocławiu

jego wkład do nauki, a zwłaszcza do fizyki. Sam zresztą Franklin najbardziej cenił swój dorobek naukowy. Gdy w Paryżu pytano go, sławnego wówczas dyplomate, jakby chciał być tytułowany, odpowiadał, że najmilsze byłoby mu, gdyby go nazywano doktorem.

Najpowaźniejsze są odkrycia Franklina w dziedzinie nauki o elektryczności. Na ogół przypuszcza się, że sprowadzają się one do wykazania elektrycznej natury pioruna. Nie jest to jednak bynajmniej najbardziej doniosłe odkrycie tego uczonego.

Zorganizował on małe laboratorium, w którym prowadził badania nad elektryzowaniem ciał. Wyniki doświadczeń i wyciągnięte z nich wnioski komunikował Królewskiemu Towarzystwu Naukowemu w Londynie w listach do jego członka — botanika Piotra Collinsona. Łącząc wielki talent eksperymentatorski ze śmiałą myślą teoretyczną Franklin opracował pierwszą teorię elektryczności, której zasady wyłożył w swej fundamentalnej pracy zatytułowanej „Experiments and Observations on Electricity”. Teoria Franklina zakłada —

wbrew panującym wówczas dualistycznym poglądom Dufaya — istnienie jednej „cieczy” elektrycznej (fluidu) występującej we wszystkich ciałach. Jej nadmiar w porównaniu z ilością w ciałach w stanie normalnym (nienaelektryzowanych) warunkuje naelektryzowanie dodatnie, niedobór zaś — ujemne. Franklin wprowadził również oznaczanie stanu naelektryzowania ciała znakiem dodatnim lub ujemnym, jak również wiele stosowanych obecnie terminów dotyczących elektryczności np. konduktor, kondensator. Stwierdził, że ciała naładowane przyciągają się lub odpychają zależnie od znaku. Elektryzowanie ciał polega na przepływie elektryczności z jednego ciała na drugie. Franklin pierwszy sformułował rządzącą tym zjawiskiem zasadę zachowania naboju elektrycznego. Wy tłumaczył następnie istotę indukcji elektrostatycznej i rolę uziemienia. Opierając się na tych poglądach wy-



jaśnił działanie butelki lejdejskiej. Wykazał, że po wprowadzeniu naboju — jej okładki są naładowane różnoimiennie. Przed Faradayem wykonał doświadczenie z rozbieranym kondensatorem i wykazał, że siedliskiem naelektryzowania jest dielektryk, w którym zachowuje się naelektryzowanie po usunięciu okładek. Jest wreszcie odkrywczą podstawowych właściwości dielektryków.

Franklin odznaczał się wybitnym utylitaryzmem i dla każdej wiadomości teoretycznej znajdował zastosowanie praktyczne. Wspomniane badania w dziedzinie elektryczności doprowadziły Franklina do skonstruowania dogodnego w użyciu kondensatora płaskiego, nazwanego płytą Franklina. Franklin pierwszy wprowadził też łączenie kondensatorów w szereg i budował duże baterie dające silne iskry. Jemu również zawdzięcza elektrotechnika wynalazek izolatorów.

Na podstawie wnikliwych badań nad wyładowaniem maszyny elektrostacyjnej i obserwacji piorunów Franklin stwierdził bezspornie, że piorun ma ten sam charakter, co zwykła iskra elektryczna. Obserwując następnie szybki wpływ naboju z naelektryzowanego ostrza badacz dochodzi do wniosku, że można to zjawisko zastosować do „ściągnięcia ognia elektrycznego z chmur”. W czasie burzy w 1752 r. przeprowadził słynne niebezpieczne doświadczenie z latawcem. Sporządził mianowicie z chustki jedwabnej latawiec. Zaopatrzył go w zaostrzony drut metalowy. Latawiec wypuścił podczas burzy wysoko na długi sznurku konopnym, który po zwilżeniu deszczem stał się dobrym przewodnikiem elektryczności. Na końcu sznurka zawiesił metalowy klucz. Sznurek trzymał za osłoniętą od deszczu izolującą taśmę jedwabną. Do klucza przysunął butelkę lejdejską. Podczas pioruna przeskakiwała między kluczem a kulką butelki silna iskra.

Prace te, jak zwykle u Franklina, doprowadziły do praktycznego rezultatu — zbudowania piorunochronu.

Ciekawe te badania Franklina zapoczątkowały nową dziedzinę geofizyki — badanie elektryczności atmosferycznej. Franklin był pierwszym uczonym, który stwierdził elektryczny charakter zorzy polarnej.

Elektryczność nie była jednak jedynym tematem zainteresowań badawczych Franklina.

Z innych jego prac fizykalnych można wymienić badanie przewodnictwa cieplnego rozmaitych materiałów i absorpcji promieniowania przez ciała o różnej barwie.

Dużo wysiłku poświęca on również pracom z meteorologii i oceanografii. W czasie swych podróży z Ameryki do Europy i z powrotem wykonał wiele pomiarów temperatury wody w Atlantyku, które pozwo-

liły mu zlokalizować Gólsztrom. Franklin jest autorem pierwszej rozprawy naukowej dotyczącej tego prądu. Wprowadził też powszechnie teraz stosowane terminy: izobara i izoterma. Badał wpływ wiatrów północno-wschodnich na klimat. Obserwacje jego w tej dziedzinie stanowią kamień węgielny meteorologii.

Żyjąc w okresie pierwszych lotów balonowych, interesował się aeronautyką, przewidując wielką przyszłość komunikacji powietrznej.

Zajmował się też naukami biologicznymi: medycyną, botaniką, ogrodnictwem i agronomią. Rzucił myśl zastosowania elektryczności do leczenia paraliżu, artretyzmu i pewnych innych chorób. Wynalazł kateter. Poczył wiele interesujących obserwacji dotyczących chorób zakaźnych. Wierzył, że ludzkość nauczy się zwalczać i zapobiegać wszystkim chorobom, nie wyłączając chorób związanych ze starością. Wprowadził do uprawy szereg roślin, które zdobyły duże znaczenie w naszym odżywianiu. Pierwszy zastosował sztuczny nawóz — w postaci gipsu. Zdawał sobie sprawę z tego, że rozwój nowoczesnego rolnictwa spowoduje wydatne zmniejszenie nakładu pracy przy jednoczesnym wzroście produkcji.

Nieobce były Franklinowi nawet zagadnienia ekonomii. Napisał np. rozprawę o pieniądzach papierowych, w której m. in. wypowiedział po raz pierwszy tezę, że wartość ekonomiczna towaru mierzy się pracą zużytą na jego wykonanie.

Franklin miał zaiste encyklopedyczną wiedzę.

Jest autorem mnóstwa wynalazków.

Zaprojektował okulary ze szklami dwuogniskowymi.

Wynalazł harmonikę szklaną. Składała się ona z 37 półkulistych kloszów szklanych, coraz to mniejszych, osadzonych na wspólnej osi. Grający wprawiał ją w ruch za pomocą pedału. Aby wydobyć dźwięki, należało obracające się klosze dotykać zwilżonymi palcami. Harmonika ta przez kilkadziesiąt lat cieszyła się wielką popularnością. Mozart i Beethoven komponowali muzykę na ten instrument. Jeden egzemplarz tego aparatu muzycznego znajduje się m. in. u nas w Polsce w pałacu Nieborowskim.

Franklin wynalazł higieniczny kominek (nazwany później kominkiem Franklina) do ogrzewania mieszkań w sposób ekonomiczny dzięki regeneracji ciepła gazów spalinowych. Gazy te ogrzewają przeponowo powietrze w specjalnej komorze połączonej z pokojem, a same uchodzą do komina nie zanieczyszczając pomieszczenia.

Franklin opracował projekt udoskonalenia żeglugi.

Ulepszył produkcję płyt miedziorytniczych.

Ten namiętny miłośnik książek zbudował drabinkę biblioteczną, która po złożeniu przekształcała się w krzesło. Takie krzesła-drabinki

produkuje zresztą teraz nasz przemysł meblowy. Skonstruował też prosty, lecz nader dogodny manipulator do wyjmowania książek z wysokich półek biblioteki. Jest on dotąd stosowany w niektórych sklepach zagranicznych do zdejmowania wysoko umieszczonych towarów.

Można by mnożyć niemal w nieskończoność przykłady różnych wprowadzonych przez Franklina udoskonaleń i pomysłów racjonalizatorskich.

Franklin brał również czynny udział w organizowaniu życia naukowego. Założył i został prezesem najstarszego (działającego dotąd) amerykańskiego towarzystwa naukowego — American Philosophical Society of Philadelphie. Założył bibliotekę publiczną w Filadelfii. Współdziałał przy organizacji szkolnictwa itd. itd.

Rozległa działalność Franklina zdobyła mu wielki rozgłos. Przy tym w odróżnieniu od wielu innych uczonych cieszył się on powszechnym uznaniem nie tylko po śmierci, lecz już za życia.

Członkostwo swe nadały mu 24 towarzystwa naukowe: Ameryki, Anglii, Francji, Szkocji, Niemiec, Holandii, Włoch, Hiszpanii i Rosji, w tym słynne Towarzystwo Królewskie w Londynie, Akademia Nauk w Paryżu i Rosyjska Akademia Nauk w Petersburgu.

Gdy 17 kwietnia 1790 roku zmarł w wieku 82 lat, nie tylko Kongres Stanów Zjednoczonych ogłosił miesięczną żałobę po tym wielkim synu Ameryki, lecz również Zgromadzenie Narodowe we Francji na wniosek Mirabeau zarządziło trzydniową żałobę.

Najkrótszą, lecz może najbardziej dobitną charakterystykę Franklina, uwzględniającą zarówno jego działalność naukową, jak i społeczno-polityczną, podał Turgot w słowach:

„Eripuit coeli fulmen, sceptrumque tyrannis”
(„Wydarł niebiosom piorun, a berło tyranom”).

I. W. Kurczatow

Wytwarzanie reakcji termojądrowych w wyładowaniu w gazie*

Wśród ważniejszych zagadnień nowoczesnej wiedzy inżynierskiej problemem o pierwszorzędym znaczeniu jest wykorzystanie energii reakcji termojądrowych. Niezwykle ciekawe i bardzo trudne zadanie kontrolowania reakcji termojądrowych pociąga fizyków całego świata.

Badania w tej dziedzinie przeprowadzał w naszym Instytucie członek Akademii Arcymowicz. Studia teoretyczne prowadzono pod kierunkiem członka Akademii M. A. Leontowicza.

Jak wiadomo, reakcje termojądrowe powstają wtedy, gdy temperatura materii jest wystarczająco wysoka na to, by jądra atomowe w zderzeniach termicznych mogły z dostatecznym prawdopodobieństwem przezwyciężyć siły bariery kulombowskiej. Specjalnie interesujące jest pobudzanie reakcji termojądrowych w deuterze albo w mieszaninie deuteru z trytem, ponieważ w tych przypadkach można uzyskać dostrzegalny rezultat przy stosunkowo niskich temperaturach. Twórcy podstaw fizyki jądrowej Ernestowi Rutherfordowi zawdzięczamy wiadomości dotyczące wzajemnego oddziaływania deuteronów. W jednej ze swoich ostatnich prac badawczych Rutherford zajmował się reakcjami jądrowymi zachodzącymi podczas zderzenia dwóch deuteronów. Trudno było w owym czasie przewidzieć, że nowe, odkryte przez niego fakty staną się realnym podłożem nadziei związanych z opanowaniem źródeł energii, które dotychczas istnieją tylko w gorących obszarach słońca i dalekich gwiazdach, darzących nas swoim blaskiem.

Natężenie reakcji termojądrowych w deuterze powinno aż do temperatury kilku bilionów stopni wyraźnie wzrastać wraz z temperaturą.

Rozpatrzywszy kilka konkretnych przypadków można zdać sobie sprawę z tego, jakie warunki są potrzebne w celu doświadczalnego zaobserwowania reakcji termojądrowych.

* 25 kwietnia 1956 r. na zebraniu naukowym w Harwell wygłosił przemówienie czł. AN ZSRR I. W. Kurczatow. Jego wystąpienie wywołało ogromne zainteresowanie; następnego dnia omawiano je w prasie bardzo szeroko. Poniżej podajemy tłumaczenie pełnego tekstu opublikowanego przez Akademię Nauk ZSRR (według Discovery).

Aby w deuterze o gęstości równej gęstości ciała stałego w normalnych warunkach otrzymać jeden neutron na sekundę na cm^3 substancji, potrzebna jest temperatura $2 \cdot 10^5 \text{ }^\circ\text{C}$. Jeśli deuter znajdowałby się w stanie bardzo rozrzedzonego gazu o około 10^{13} atomach w 1 cm^3 , to do uzyskania określonego efektu w gramie deuteru, który zajmowałby objętość $30\,000 \text{ m}^3$, konieczna byłaby temperatura około $5 \cdot 10^5 \text{ }^\circ\text{C}$.

Zatem nawet osiągnięcie progu reakcji termojądrowej wymaga podniesienia temperatury materii do bardzo wysokiej wartości. W takiej temperaturze i w niezmiennających się warunkach zewnętrznych deuter występuje prawie całkowicie w postaci zjonizowanej plazmy.

Ilość energii, którą trzeba skoncentrować w plazmie, aby podnieść jej temperaturę do wartości wystarczającej do wytwarzania reakcji termojądrowych o znacznej wydajności, jest stosunkowo mała. Ilość energii cieplnej potrzebnej do podniesienia temperatury 1 grama deuteru do 10^6 stopni wynosi zaledwie kilka kilowatogodzin. Jest to taka sama ilość energii, jaka jest potrzebna do zagotowania wody w samowarze.

Gdyby więc wynaleziono metodę ogrzewania plazmy praktycznie bez strat cieplnych, to do wywoływania procesów termojądrowych o znacznych nawet wydajnościach mogłyby służyć źródła energii o zupełnie małej mocy. Główną trudnością jest usunięcie strat cieplnych, które gwałtownie rosną z temperaturą — przewodnictwo cieplne plazmy zwiększa się proporcjonalnie do $T^{5/2}$.

Gdy ogrzejemy materię do kilkudziesięciu tysięcy stopni, to bez zastosowania izolacji termicznej straty ciepłe są tak duże, że dalszy wzrost temperatury staje się praktycznie niemożliwy.

Przy ogrzewaniu substancji w stanie skondensowanym pojawiają się jeszcze inne trudności: trzeba przezwyciężyć potężne siły mechaniczne, które są wynikiem wzrostu ciśnienia towarzyszącego przyrostowi temperatury. Ogrzewając deuter początkowo stały lub ciekły, przekonał się, że już przy $T = 10^5$ stopni ciśnienie przewyższa milion atmosfer. Dlatego też reakcje termojądrowe w substancji skondensowanej można wzbudzać tylko przez bardzo krótki okres czasu; taki proces jest zawsze podobny do eksplozji (która jednakże może nie być niebezpieczna) lub krótkiego impulsu.

Rozpatrując rozmaite sposoby pobudzania dających się kontrolować procesów termojądrowych o rozsądnych natężeniach przekonano się, że próby rozwiązania tego zagadnienia można podejmować w wielu najrozmaitszych kierunkach.

Z jednej strony podejmuje się próby prowadzące do stacjonarnych procesów termojądrowych, z drugiej — wykonywa próby oparte na idei wykorzystania chwilowych wzrostów temperatury w procesach

o bardzo krótkich okresach trwania. Jednakże bez względu na sposób przeprowadzania prac badawczych istnieje pewien problem, którego rozwiązania nie uda się nigdy uniknąć; zagadnieniem tym jest odizolowanie plazmy ogrzewanej do wysokiej temperatury od ścianek naczynia, w którym jest zamknięta. Innymi słowy, trzeba znaleźć sposób utrzymywania prędkich cząstek wewnątrz plazmy przez okres czasu potrzebny na to, by cząstka miała dostateczną szansę wejścia w reakcję z jakąkolwiek inną.

Jednym z pomysłów proponowanych w związku z tym zagadnieniem był projekt zastosowania pola magnetycznego do termicznej izolacji plazmy. Członek Akademii Sacharow i członek Akademii Tam m zwrócili pierwsi uwagę w 1950 r. na tę możliwość. W dostatecznie silnym polu magnetycznym elektrony i jony mogą się poruszać swobodnie tylko wzdłuż linii sił. W płaszczyźnie normalnej do linii sił cząstki mogą się poruszać wyłącznie po okręgach o małych promieniach. Położenia środków tych okręgów mogą zmieniać się wyłącznie w wyniku zderzeń, przy czym każde zderzenie przesunęwa środek okręgu na odległość tego samego rzędu wielkości, co promień krzywizny toru. Jeśli promień krzywizny toru jest mały w porównaniu ze średnią drogą swobodną, to dyfuzja cząstek i przewodnictwo cieplne plazmy w płaszczyźnie normalnej do pola magnetycznego ulega znacznemu zmniejszeniu. Teoria procesów zachodzących w całkowicie zjonizowanej plazmie wskazuje na to, że przy dużych natężeniach pola magnetycznego H i w wysokich temperaturach współczynnik poprzecznego przewodnictwa cieplnego jest odwrotnie proporcjonalny do H^2 i jest o kilka rzędów wielkości mniejszy od wartości znalezionej w nieobecności pola magnetycznego. W tych warunkach trzeba jednakże brać już pod uwagę straty na promieniowanie.

Pole magnetyczne potrzebne do uzyskania izolacji termicznej można wytworzyć przepuszczając poprzez plazmę dostatecznie silny prąd. Prąd ten w wyniku strat na ciepło Joule'a i pracę sił elektrodynamicznych ogrzewa plazmę. Te rozważania stanowiły podstawę do przedsięwzięcia badań teoretycznych i doświadczalnych nad fizycznymi procesami mającymi miejsce w plazmie podczas przepływu prądów o dużych natężeniach.

Zaznajomimy się najpierw z zasadniczymi koncepcjami teoretycznymi, które poprzedziły pracę eksperymentalną. Podczas przepływu prądu plazma pod wpływem działania sił elektrodynamicznych zagęszcza się (zjawisko wzajemnego przyciągania się prądów równoległych). Następuje wzrost temperatury plazmy. Kurcząca się plazma odrywa się od ścianek naczynia (wpływ „ciśnienia” sił elektrodynamicznych);

jej temperaturę w chwili odrywania się od ścianek można określić z warunku równowagi między ciśnieniem gazu zjonizowanego a siłami elektrodynamicznymi. Prosty rachunek pokazuje, że w takich quasi-stacjonarnych procesach kurczenia się temperatura plazmy jest proporcjonalna do kwadratu natężenia prądu. Jest rzeczą dobrze znaną, że jeśli elektrony i jony znajdują się w stanie równowagi termicznej, to temperatura plazmy wyraża się równaniem:

$$T = \frac{I^2}{4 Nk}$$

I oznacza tutaj natężenie prądu wyrażone w jednostkach elektromagnetycznych, N jest liczbą cząstek danego znaku zawartych w długości 1 cm rury do wyładowań, a k jest stałą Boltzmanna. Badania warunku równowagi termicznej pokazały, że dla $N = 10^{17}$ temperatura elektronów i jonów powinna być praktycznie identyczna. Przy znacznie mniejszych wartościach N wzrasta tylko temperatura elektronów.

Oderwany od ścianek słup wyładowania w plazmie może istnieć tylko w czasie wzrostu prądu. Przy ustaleniu się natężenia prądu obszar wyładowania rozmywa się i plazma wchodzi w kontakt ze ściankami.

Oczywiste jest, że za pomocą przepuszczania przez plazmę prądu nie można uzyskać reakcji termojądrowych o stałej wydajności w ciągu znaczącego okresu czasu. Można liczyć tylko na okresowe powtarzanie cyklu rozgrzewania plazmy i wzbudzania reakcji termojądrowych w fazie z maksymalnym natężeniem prądu. Obliczenie spodziewanego efektu termojądrowego prowadzi do następującego wyniku, który na pierwszy rzut oka może się wydać paradoksalny; okazało się, że ogólna ilość elementarnych aktów oddziaływania jądrowego w czasie jednego cyklu przy danej wartości maksymalnego natężenia prądu nie zależy od czasu trwania tego cyklu. A zatem wydało się możliwe pobudzenie bardzo intensywnych reakcji termojądrowych w deuterze w czasie bardzo krótkich wyładowań impulsowych pod warunkiem, że prąd przepuszczany w czasie wyładowania byłby dostatecznie silny. Na podstawie zrobionych obliczeń należało się spodziewać, że już przy prądzie około 300 kA powinno się pojawić dostrzegalne promieniowanie neutronowe pochodzenia termojądrowego. Przy prądzie kilku milionów amperów promieniowanie osiągałoby natężenie bardzo duże. Takie oto teoretyczne przepowiednie poprzedzały pracę doświadczalną.

Nowe fakty odkryte podczas doświadczalnego badania impulsowych wyładowań o dużej mocy gruntownie zmieniły dalszy rozwój koncepcji dotyczących natury procesów zachodzących podczas przepływu sil-

nych prądów. Uzyskane wyniki zmieniły całkowicie charakter tego referatu, który pierwotnie miał stanowić tylko teoretyczne naświetlenie problemu.

Doświadczalne badanie silnoprądowych wyładowań impulsowych przeprowadzano zmieniając w szerokim zakresie parametry charakteryzujące warunki początkowe.

Badano wyładowania w wodorze, deuterze, helu, argonie, ksenonie i w mieszaninach gazów (deuter — hel, deuter — argon, deuter — ksenon) o różnej względnej zawartości składników. Początkowe ciśnienie gazu zmieniało się w zakresie: 0,005 mm Hg — 1 atm. Większość doświadczeń prowadzono używając zwykłych prostych rur do wyładowań. Długość obszaru, w którym zachodziło wyładowanie, zmieniano w licznych doświadczeniach od kilku centymetrów do 2 m, a średnicę rury do wyładowań od 5 cm do 60 cm. Wyładowanie wytwarzano przykładając do elektrod napięcie rzędu kilkudziesięciu kV. Wartość maksymalnego natężenia prądu zmieniała się od 100 kA aż do 2 milionów amperów, a prędkość narastania impulsu prądowego wynosiła od 10^{10} A/sec do 10^{12} A/sec. Maksymalna moc chwilowa wyzwalana w tych doświadczeniach w plazmie dochodziła do 40 milionów kW.

Jako źródła zasilającego używano baterii wysokonapięciowych kondensatorów. Przewód — szyna doprowadzająca prąd z baterii kondensatorów do elektrod — zaprojektowano tak, by sprowadzić do minimum wartość pasożytniczej indukcji obwodu elektrycznego, która stanowi ograniczenie dla natężenia prądu i tempa jego narastania. Dla napięcia 50 kV i całkowitej pojemności baterii kondensatorów rzędu kilkuset μF indukcja pasożytnicza obwodu wraz z urządzeniem włączającym wynosiła zaledwie $(0,02 \div 0,03) \mu\text{F}$ (w doświadczeniach, gdzie tempo narastania prądu osiągało wartość maksymalną).

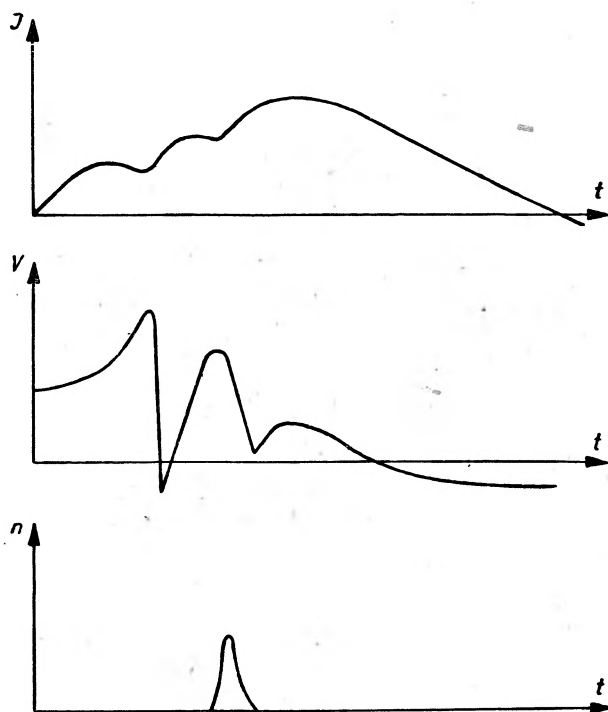
Do badania silnych wyładowań impulsowych opracowano metody oscylograficzne pomiaru głównych parametrów charakteryzujących stan plazmy podczas przepływu prądu. Oprócz techniki oscylograficznej stosowano także kamery filmowe o ultra szybkim przesuwie taśmy (aż do 2 milionów klatek na sec) a także fotografię, za pomocą komórek Kerra sterowanych specjalnymi wyzwalaczami elektronowymi.

Oprócz mierzenia prądu rozładowania i napięcia robiono także pomiary oscylograficzne natężenia oddzielnych linii widmowych świecenia plazmy, natężenia promieniowania neutronowego i rentgenowskiego, wielkość impulsów ciśnieniowych rejestrowanych za pomocą elementów piezoelektrycznych, a także pomiary chwilowych wartości natężenia pola magnetycznego i elektrycznego w wielu punktach obszaru objętego wyładowaniem. Pole magnetyczne i elektryczne mierzono za

pomocą małych sond, którymi były miniaturowe cewki, pętle i elektrody igielkowe, umieszczane w różnych punktach rury do wyładowań.

Ograniczone miejsce nie pozwala mi na szczegółowe przedstawienie wyników liczbowych uzyskanych w tej serii doświadczeń. Mogę tu więc przedstawić tylko małą część otrzymanego materiału doświadczalnego.

Najciekawsza jest pierwsza faza wyładowania, podczas której prąd w plazmie wzrasta od zera do swej wartości maksymalnej. W omawianych tu doświadczeniach faza ta trwa od 3 do 30 μsec . W najbardziej początkowym stanie wyładowania, po przebicium gazu w szczelinie zachodzi łagodny wzrost prądu i napięcia. Po upływie pewnego okresu



Rys. 1. Ogólny charakter zmian napięcia i prądu w impulsowym wyładowaniu oraz impuls pochodzący od neutronów towarzyszący wyładowaniu

czasu następuje ostry spadek napięcia. W tym samym czasie na oscylogramie prądu można zauważyć słabiej lub wyraźniej zaznaczone załamanie (patrz rys. 1, na którym przedstawiono schematycznie ogólny charakter zmian prądu i napięcia w czasie, a także rys. 2 i 3). Po pierwszym spadku napięcie zaczyna gwałtownie wzrastać i następnie znów ostro spada w dół. Temu powtórnemu spadkowi napięcia towarzyszy

nowe załamanie na oscylogramie prądu. W niektórych przypadkach obserwowano w pierwszej fazie wyładowania trzy następujące bezpośrednio po sobie ostre zmiany w łagodnym przebiegu prądu i napięcia.

Te charakterystyczne cechy impulsowych wyładowań o dużym natężeniu prądu są specjalnie wyraźne w tych doświadczeniach, w których wyładowanie miało miejsce w gazach o małym ciężarze atomowym (wodór, deuter, hel) i przy niskich ciśnieniach początkowych.

Gdy tempo narastania prądu jest rzędu 10^{11} A/sec, to przedział czasu między przebiciem gazu a pojawieniem się pierwszego ostrego spadku napięcia wynosi kilka μ sec.

Długość tego przedziału czasu jest regularną funkcją parametrów charakteryzujących początkowe warunki wyładowania. Dla danej średnicy rury do wyładowań zmienia się on w przybliżeniu jak pierwiastek czwartego stopnia z masy gazu zawartego w centymetrze długości szczeliny między elektrodami.

Przy wyładowaniu impulsowym o dużym tempie wzrostu prądu opór indukcyjny przewyższa znacznie opór omowy. A zatem posługując się oscylogramem prądu i napięcia można znaleźć indukcyjność słupa plazmy w funkcji czasu i określić stąd zmiany promienia słupa wyładowania w różnych stadiach procesu. Analiza taka pokazuje, że we wszystkich przypadkach najwcześniejsze stadia procesu charakteryzują się wzrostem indukcyjności, którego przyczyną jest kurczenie się obszaru wyładowania w kierunku osi rury do wyładowań. Zwężenie plazmy następuje tym szybciej, im większe jest początkowe tempo narastania prądu (tj. pochodna $\frac{dI}{dt}$) i im mniejsza jest gęstość

gazu. Od chwili pojawienia się na oscylogramie prądu załamania i obserwowanego ostrego spadku napięcia indukcyjność zaczyna maleć. Oznacza to, że w tym momencie następuje szybkie zwężenie obszaru wyładowania. Następnie ma miejsce szybkie rozprężenie plazmy. Jeśli na oscylogramie prądu pojawi się kilka załamań, oznacza to, że zachodzą następujące jedno po drugim kontrakcje i ekspansje słupa plazmy.

Te wnioski otrzymane z analizy oscylogramów prądu i napięcia zostały całkowicie potwierdzone przez dane uzyskane ze zdjęć wyładowań impulsowych, w rurze z przezroczystymi ściankami robionymi za pomocą szybkobieżnej kamery filmowej. Na załączonej fotografii (rys. 4) pokazane są cztery kolejne klatki taśmy filmowej, uzyskane przy filmowaniu wyładowania impulsowego w deuterze przy ciśnieniu 0,1 mm Hg i prądzie szczytowym 200 kA. Fotografie robione co pół mikrosekundy obrazują krótki okres rozwoju procesu w pobliżu chwili powstania załamania na oscylogramie prądu i napięcia. Osiągnięcie przez słup plazmy najmniejszego przekroju poprzecznego od-

powiada dokładnie temu momentowi (przesuwanie taśmy filmowej jest zsynchronizowane z oscylogramami prądu i napięcia).

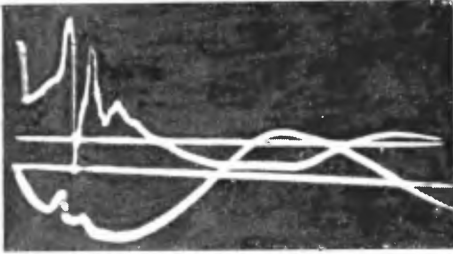
Następną fotografię (rys. 5) otrzymano stosując kamerę filmową o ciągłym przesuwie. Tutaj wąska szpara prostopadła do osi rury do wyładowań wycinała i rzucała na szybko biegnącą taśmę filmową małą część szczeliny, w której zachodziło wyładowanie. W wyniku tego otrzymujemy na taśmie filmowej ciągły obraz zmian średnicy małego wycinka słupa wyładowania. Załączona tu fotografia przedstawia wyładowanie w deuterze przy prądzie maksymalnym około 10^6 A. Początkowe ciśnienie gazu wynosiło 10 mm Hg. Na tofografii wyraźnie widać moment największego zwiężenia plazmy i dalsze stadia rozwoju procesu.

Na rys. 6 i 7 przedstawiono fotografie kurczącego się słupa plazmy otrzymane za pomocą komórki K e r r a.

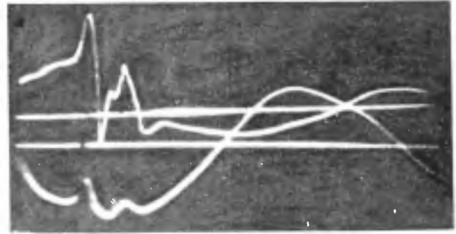
Cenne dane co do zasadniczych procesów fizycznych zachodzących w czasie intensywnego impulsu wyładowania można uzyskać z pomiarów natężenia pola magnetycznego i elektrycznego w plazmie. Na zasadzie pomiarów pola magnetycznego można naszkicować następujący obraz rozkładu prądu w plazmie. Bezpośrednio po przebicciu obszarem przewodzącym prąd jest cienka warstwa cylindryczna przylegająca do ścianek rury do wyładowań. Wewnętrzna granica tej warstwy porusza się w miarę upływu czasu z początku powoli, a potem coraz prędzej w kierunku osi rury. W wyniku tego przesuwania się granicy obszaru przewodzącego prąd wypełnia po pewnym czasie cały przekrój rury. Prąd dochodzi do osi rury praktycznie równocześnie z pojawieniem się pierwszego załamania na oscylogramie. Gęstość prądu w pobliżu osi wyładowania przewyższa wtedy kilkadziesiąt razy średnią gęstość prądu na całym poprzecznym przekroju rury. Podczas następujących po sobie zwiężeń i ekspansji gęstość prądu, mimo znacznych fluktuacji, pozostaje w centralnym obszarze wyładowania (o średnicy kilku cm) bardzo duża.

Na rys. 8 przedstawiono schematycznie rozkład gęstości prądu wzdłuż średnicy rury do wyładowań w różnych fazach wyładowania. Rozkład gęstości prądu w stadium bardzo wczesnym przedstawiony jest na rysunku lewym. Rysunek środkowy odnosi się do chwili, gdy wyładowanie przesuwają się w kierunku osi rury. Prawy rysunek obrazuje rozkład gęstości prądu bezpośrednio po pierwszym zwiężeniu słupa plazmy. Ciekawą osobliwością tej fazy procesu jest to, że w pierwszej strefie wyładowania prąd zmienia swój kierunek i płynie w przeciwną stronę.

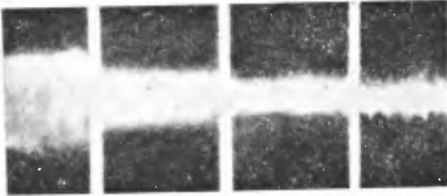
Prędkość ruchu zjonizowanego gazu jest wielkością charakteryzującą bezpośrednio dynamikę procesu impulsowego wyładowania. W plazmie o dostatecznie dużym przewodnictwie prędkość ta określona jest



Rys. 2. Oscylogram prądu i napięcia w przypadku wyładowania w deuterze przy $V_0 = 40$ kV i $p_0 = 5 \times 10^{-2}$ mmHg



Rys. 3. Oscylogram prądu i napięcia wyładowania w deuterze przy $V_0 = 40$ kV i $p_0 = 0,2$ mm Hg



Rys. 4. Wycinek filmowych zdjęć wyładowania impulsowego



Rys. 5. Sfilmowane wyładowanie w deuterze przy ciśnieniu $p_0 = 10$ mm Hg. Elektrody mają kształt półkuli. Odległość między elektrodami = 45 mm. Szybkość przesuwania się taśmy filmowej: 18 mm/ μ sec. $I_{\max} = 1,2 \times 10^{-6}$

$$A \cdot \frac{T}{4} = 9,5 \text{ } \mu\text{sec. Średnica komory:}$$

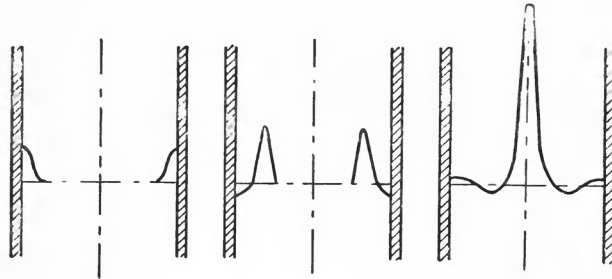
180 mm



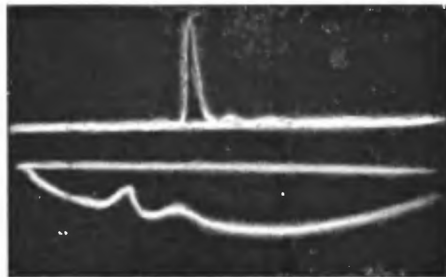
Rys. 6. Chwila kontrakcji słupa wyładowania. Ekspozycja: 0,2 μ sec. Fotografię wykonano za pomocą komórki Kerra. Wyładowanie w wodorze przy ciśnieniu $p_0 = 1$ mm Hg. Odległość między elektrodami 45 mm. Średnica komory: 180 mm



Rys. 7. Fotografia robiona za pomocą komórki Kerra w 2,2 μ sec po rozpoczęciu wyładowania w deuterze. Początkowe ciśnienie $p_0 = 1$ mm Hg. Ekspozycja 0,2 μ sec. Odległość między elektrodami 40 mm



Rys. 8. Rozkład gęstości prądu wzdłuż średnicy rury do wyładowań w różnych chwilach



Rys. 9. Oscylogram impulsu prądu i napięcia wyładowania w deuterze przy $V_0 = 40$ kV i $p_0 = 10^{-2}$ mmHg

przez stosunek natężenia pola elektrycznego E wzdłuż osi do pola magnetycznego H :

$$v = \frac{cE}{H}.$$

Pomiary E i H pokazują, że w impulsowym wyładowaniu, gdzie zachodzi bardzo szybkie narastanie impulsu prądowego, prędkość plazmy w kierunku radialnym może osiągać bardzo duże wartości. Dla gazów o małej gęstości maksymalna prędkość przy kurczeniu się i rozszerzaniu plazmy sięgała setek kilometrów na sekundę. Oznacza to, że energia kinetyczna przesuwających się jonów plazmy wynosiła kilkaset elektronowoltów.

Jednym z najbardziej interesujących zjawisk obserwowanych w impulsowych wyładowaniach dużej mocy jest pojawienie się przenikliwego promieniowania. W 1952 r. wkrótce po rozpoczęciu doświadczalnych badań wyładowań impulsowych odkryto, że przy dostatecznie silnym prądzie wyładowanie w deuterze staje się źródłem neutronów.

Pierwsze doświadczenia podejmowane w celu zbadania tego zjawiska wykazały, że neutrony pojawiają się w takich warunkach, kiedy prąd maksymalny wyładowania wynosi (400—500) kA, a początkowe ciśnienie deuteru — 0,1 mm Hg. Emisję neutronów obserwowano w stosunkowo małym przedziale ciśnień; natężenie strumienia neutronów wzrasta gwałtownie w miarę zwiększania napięcia przyłożonego do rury do wyładowań, tzn. przy wzroście szczytowej wartości prądu. W tych pierwszych doświadczeniach wskaźnikiem-detektorem neutronów była promieniotwórczość wzbudzana w tarczy srebrnej umieszczonej w bloku parafinowym w pobliżu rury do wyładowań. Ponieważ można byłoby przypuszczać, że pojawiające się promieniowanie neutronowe związane jest tylko ze zderzeniami zachodzącymi między rozpedzonymi w rurze do wyładowań jonami a deuterem zaabsorbowanym w elektrodach czy ściankach rury, przeprowadzono szereg kontrolnych doświadczeń, które nie potwierdziły takiego prostego wyjaśnienia.

We wczesnym stadium badań było rzeczą zupełnie naturalną przypuścić, że pojawiające się neutrony są wynikiem reakcji termojądrowych zachodzących w plazmie rozgrzanej do bardzo wysokiej temperatury. Zjawiska tego spodziewano się jeszcze przed rozpoczęciem prac doświadczalnych; przemawiał za tym założeniem także i fakt, że zjawisko otrzymano w warunkach, które najzupełniej zgadzały się z przewidywaniami teoretycznymi.

Stwierdzona w pierwszych doświadczeniach zależność natężenia promieniowania neutronowego od ciśnienia i natężenia prądu zgadzała się jakościowo z założeniem, że zjawisko to jest wywołane przez proces

termojądrowy. Jednakże już wkrótce pojawiły się bardzo poważne wątpliwości co do prawidłowości wysuniętej hipotezy. Pojawiły się one potem gdy przekonano się, że neutrony pojawiają się także przy stosunkowo słabych prądach o wartości szczytowej około 150 kA. Zgodnie z pierwotnymi obliczeniami natężenie reakcji termojądrowych przy prądach rzędu 150 kA powinno być praktycznie zerem.

W następnych doświadczeniach do rejestracji neutronów używano liczników scyntylicyjnych z wyjściem na oscylograf. Za pomocą tej metody rejestracji stwierdzono, że neutrony pojawiają się zawsze przed drugim załamaniem na oscylogramie prądu, tzn. w chwili, gdy plazma podlega drugiemu z kolei sprężeniu (rys. 9). Podczas pierwszego sprężenia nie obserwowano emisji neutronów. Neutrony emitowane są zawsze krótkim impulsem o stromym czole. Czas narastania czoła impulsu wynosi kilka dziesiątych μsec . Te zasadnicze wyniki badania za pomocą oscylografu przeczyły pierwotnemu założeniu, że emisja neutronów jest wynikiem quasi-stacjonarnego nagrzewania się plazmy, kiedy temperatura wzrasta proporcjonalnie do kwadratu natężenia prądu.

Dalsze badania przyniosły nowe interesujące fakty dotyczące neutronowego promieniowania plazmy. W szczególności przekonano się, że w rurach do wyładowań o specjalnej konstrukcji promieniowanie neutronowe może pojawiać się przy stosunkowo dużych gęstościach deuteru aż do ciśnień początkowych rzędu kilkudziesięciu mm Hg. Fakt ten świadczy o tym, że promieniowanie neutronowe nie jest tu zjawiskiem trywialnym.

Stwierdzono także, że wyładowania impulsowe są źródłem nie tylko promieniowania neutronowego, ale także przenikliwego promieniowania X. Twarde promieniowanie rentgenowskie powstaje przy przepływie silnych prądów przez wodór, deuter i hel. Promieniowanie przy wyładowaniach w deuterze składa się zawsze z krótkich impulsów. Impulsy pochodzące od neutronów i od kwantów rentgenowskich pojawiają się na oscylogramach zawsze dokładnie równocześnie. Energia kwantów rentgenowskich powstających przy wyładowaniu w wodorze i deuterze sięga (300—400) keV. Należy zaznaczyć, że w czasie emisji tych wysokoenergetycznych kwantów napięcie przyłożone do rury do wyładowań wynosiło tylko około 10 kV.

Teoretyczna analiza skomplikowanych zjawisk, które zachodzą w plazmie wyładowania impulsowego pulsującej pod działaniem sił elektrodynamicznych, jest jeszcze w takim stanie, że wiele faktów nie znalazło dotychczas przekonującego wyjaśnienia. Jednakże ogólny obraz procesu staje się stopniowo coraz przejrzystszy i niektóre cechy charakterystyczne znalazły już dostateczne wyjaśnienie.

Obecnie nie ulega już wątpliwości, że skupianie się i rozprężania plazmy nie jest procesem quasi-stacjonarnym, gdzie obowiązuje równowaga między ciśnieniem zewnętrznym i wewnętrznym.

W równaniach opisujących dynamikę procesu impulsowego główną rolę gra człon zdający sprawę ze zmiany pędu zjonizowanego gazu pod działaniem sił ciśnienia magnetycznego. Dlatego też energia kinetyczna ruchu uporządkowanego może w niektórych stadiach procesu znacznie przewyższać energię termiczną plazmy.

W początkowym stadium wyładowania ciśnienie wewnątrz plazmy jest bardzo małe i siły elektrodynamiczne nadające jonom przyspieszenie działają wzdłuż promienia i są skierowane ku osi rury do wyładowań. Praca sił elektrodynamicznych jest więc zużywana nie na podwyższenie temperatury, a na nadanie energii kinetycznej warstwie plazmy zbiegającej się ku osi. W tej fazie rura do wyładowań działa jak akcelerator szczególnego typu, w którym cząstki rozpędzane są przez pole magnetyczne. Ponieważ cząstki naładowane poruszają się niezależnie od znaku z tą samą prędkością, to większa część energii kinetycznej przypada na jony, podczas gdy energia kinetyczna elektronów ze względu na ich małą masę prawie nie ulega zmianie. Z punktu widzenia dynamiki gazu proces skupienia się plazmy można rozpatrywać jako zjawisko wytworzenia się w plazmie cylindrycznej fali uderzeniowej biegnącej w kierunku osi rury do wyładowań. Gaz znajdujący się przed wewnętrznym czołem fali jest niezjonizowany. Biegnąca fala porywa ze sobą wraz z jonami także i neutralny gaz, przy czym następuje jonizacja jego atomów. Masa materii wprawianej w ruch wzrasta stopniowo i całkowita ilość jonów i elektronów w plazmie szybko się powiększa.

Obliczywszy prędkość, którą osiąga gaz w wyniku działania sił magnetycznych, można wyznaczyć czas trwania gazu kurczenia się plazmy.

Okazuje się, że jest ona w przybliżeniu proporcjonalna do $\sqrt[4]{\frac{M}{V_0}}$, gdzie M jest masą gazu przypadającą na jednostkę długości rury do wyładowań, a V_0 — początkowym napięciem. Odpowiada to dokładnie znalezionemu doświadczalnie okresowi czasu dzielącemu chwilę przebiccia gazu od pojawienia się pierwszego załamania na oscylogramie prądu.

Stan największego zgęszczenia ustala się wówczas, gdy plazma poruszająca się w polu magnetycznym osiągnie oś rury. Od tej chwili znaczna część energii kinetycznej ruchu uporządkowanego ulega zamianie na energię termiczną, co powoduje gwałtowny wzrost ciśnienia i temperatury plazmy. W stanie największej koncentracji temperatura plazmy dochodzi do miliona stopni. Natura procesów zachodzących

podczas największej koncentracji plazmy nie jest jeszcze zupełnie wyjaśniona, ale oczywiste jest, że po osiągnięciu największego zgęszczenia powstaje uderzeniowa fala, która unosi plazmę w kierunku ścianek naczyń. Wewnątrz rozchodzącej się promieniście fali pojawia się obszar rozrzedzenia. Pod działaniem sił elektrodynamicznych, które dążą do skupienia prądów równoległych, fala ulega szybkiemu zahamowaniu, po czym następuje ponownie faza kumulacji. Różni się ona od pierwotnej tym, że gęstość gazu w obszarze wewnętrznym jest mała i że gaz jest tu praktycznie całkowicie zjonizowany. Dzięki temu w fazie powtórnego skupiania się plazmy istnieją warunki sprzyjające akceleracji w polu elektrycznym wzdłuż osi grupy jonów i elektronów znajdujących się w pobliżu osi wyładowania, tj. w tym obszarze, gdzie pole magnetyczne jest małe. Można tu zauważyć pewną analogię z proponowanym przez Fermiego mechanizmem akceleracji w jego teorii źródła promieni kosmicznych. Plazma odznaczająca się dużym przewodnictwem elektrycznym porusza się wraz ze swoim polem magnetycznym i z punktu widzenia cząstek znajdujących się w obszarze wewnętrznym gra rolę zbiegającej się ściany magnetycznej; zamknięte wewnątrz jony i elektrony ulegają wielokrotnym odbiciom od tej ściany powiększając w każdym odbiciu swoją energię. Przyspieszenie jonów i elektronów w podłużnym polu elektrycznym w pobliżu osi wyładowania jest, być może, przyczyną pojawiania się neutronów i twardego promieniowania X. Natężenie pola elektrycznego wzdłuż osi w fazie drugiego kurczenia się plazmy jest bardzo duże. Może ono wielokrotnie przewyższać pole wynikające z przyłożonego w tej samej chwili do rury do wyładowań napięcia zewnętrznego. Trzeba jednak zwrócić uwagę na to, że nie wszystko w tym mechanizmie akceleracji jest jeszcze jasne. Trzeba także zauważyć, że dzięki oddziaływaniu pola ładunku przestrzennego możliwa jest w pewnych warunkach akceleracja jonów i poza granicami wewnętrznej strefy rozrzedzenia. Dużą rolę w procesie przyspieszenia cząstek w plazmie może grać pewien typ niestabilności właściwy obszarowi wyładowania. W szczególności duże znaczenie dla akceleracji elektronów ma obserwowana doświadczalnie niestabilność, która polega na samopowstaniu w plazmie osiowego pola magnetycznego w wyniku śrubowego skręcania się słupa wyładowania.

Jeśli po drugim zwięzieniu plazmy następuje jeszcze kilka zmian jej objętości, to proces akceleracji cząstek może się powtarzać. Eksperymentalnie nie udało się uzyskać więcej niż 3 następujące po sobie oscylacje. Przyczyną tego może być fakt, że plazma działa chwilami na ścianki rury do wyładowań, czego wynikiem jest parowanie materiału

ścianek i pojawienie się w objętości, gdzie zachodzi wyładowanie znacznej ilości obcych gazów.

Rozważyliśmy tu kilka charakterystycznych cech zjawisk mających miejsce przy przepływie silnych prądów przez rozrzedzone gazy. Przyszłość dalszych badań prowadzonych w tym kierunku zależy w znacznym stopniu od tego, czy uda się uzyskać takie warunki, w których słup wyładowania podlegałby w czasie narastania impulsu prądu wielokrotnym zmianom objętości bez dotykania ścianek naczynia. Istnieją poważne zastrzeżenia, czy uda się to osiągnąć.

Oceniając perspektywy rozwojowe różnych metod, które mogą doprowadzić do rozwiązania problemu wytwarzania reakcji termojądrowych o dużym natężeniu, nie możemy jeszcze całkowicie wykluczyć drogi polegającej na wykorzystaniu impulsowych wyładowań, która, być może, doprowadzi do pożądanego wyniku.

Trzeba jednakże dokładnie rozważyć i inne warianty rozwiązania zagadnienia. Specjalnie interesujące są te, w których stosuje się procesy stacjonarne.

Tłumaczyła Z. Ryll

L. Kozłowski
Zakład Fizyki Metali
Instytut Metalurgii

Natężenie koercyjne ferromagnetyków proszkowych oraz litych materiałów używanych na magnesy trwałe typu alni i alnico

Badania ostatnich lat nad ferromagnetyzmem czystych metali i stopów w stanie litym oraz w stanie bardzo silnego sproszkowania wykazały, że właściwości magnetyczne proszków są wyraźnie różne od właściwości tychże materiałów w stanie litym. Szczególnie wyraźne różnice występują dla natężenia koercyjnego*; np. dla czystego żelaza H_c jest rzędu 10^{-1} ersteda w stanie litym, a dochodzi do 1000 erstedów w stanie silnego sproszkowania. Fakty te zwróciły uwagę fizyków i techników na możliwość zastosowania sproszkowanych ferromagnetyków jako materiałów na magnesy trwałe.

Od roku 1930 prowadzi się prace doświadczalne i teoretyczne nad zagadnieniem pochodzenia wysokiej wartości natężenia koercyjnego materiałów na magnesy typu alni i alnico [1]. Ostatnie badania tych materiałów zarówno strukturalne przy zastosowaniu mikroskopu elektronowego, jak i badania anizotropii magnetycznej przez pomiar momentu skręcającego [2] wskazują, że wysoka wartość natężenia koercyjnego tych materiałów związana jest z drobnymi wydzielinami fazy ferromagnetycznej w kształcie pręcików o dużej anizotropii kształtu i anizotropii krystalicznej.

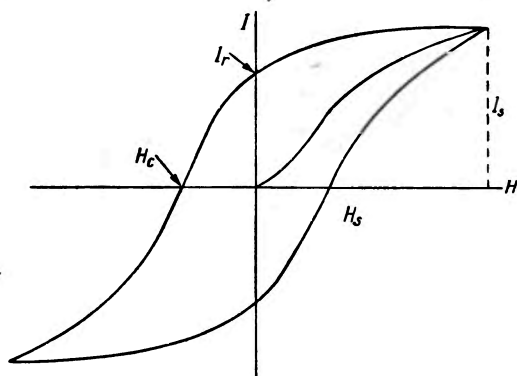
Przytoczone fakty usprawiedliwiają wielkie zainteresowanie fizyków poszukiwaniem zależności między natężeniem koercyjnym ferromagnetyka a wymiarami i kształtem jego ziarn, magnetyczną anizotropią krystaliczną, wypełnieniem prasówki czy spieku itp.

W pracy niniejszej zestawiono ważniejsze wyniki elementarnych wyliczeń rachunkowych dotyczących wymienionych zależności, podano ważniejszy materiał doświadczalny oraz wyniki prób technologicznych w zakresie otrzymywania wysoko wartościowych materiałów na magnesy trwałe.

* Określenie tego pojęcia znajduje się na str. 508 (przyp. red.)

Techniczna krzywa namagnesowania i obieg histerezy

Gdy ciało ferromagnetyczne umieści się w polu magnetycznym o natężeniu \vec{H} , otrzymuje się stosunkowo duże namagnesowanie \vec{I} , zależne od \vec{H} . Zależność tę przedstawiono schematycznie na rys. 1. Zależnie od typu ferromagnetyka stan technicznego nasycenia (I_s) uzyskuje się dla pól od kilkudziesięciu erstedów (materiały miękkie) do kilkudziesięciu



Rys. 1. Pierwotna krzywa namagnesowania i obieg histerezy (schematycznie)

tysięcy erstedów (materiały twarde). Po usunięciu pola zewnętrznego namagnesowanie przyjmuje wartość I_r , różną od zera, nazwaną namagnesowaniem pozostałym. Do otrzymania wartości $I = 0$ trzeba zastosować przeciwnie skierowane pole magnetyczne, zwane natężeniem koercyjnym magnetyzacji lub krótko koercją właściwą ($I H_c$)*. W zagadnieniach technicznych ważniejszą rolę odgrywa natężenie od magnesowujące dające $B = 0$, oznaczane $B H_c$. Część obiegu histerezy leżąca w drugim kwadrancie układu (I, H) nazywa się krzywą od magnesowania. Krzywa od magnesowania pozwala wykreślić wartości iloczynu $B \cdot H$ w zależności od B i wyznaczyć charakterystyczny punkt (B_0, H_0) odpowiadający maksymalnej wartości iloczynu $B \cdot H$, oznaczanej zazwyczaj symbolem $(B \cdot H)_{max}$.

Występowanie silnego namagnesowania w ferromagnetykach już przy stosunkowo niskich wartościach natężenia pola magnetycznego tłumaczy się przyjmując za Weisselem dwa przypuszczenia. Pomiedzy atomowymi czy też jonowymi magnetycznymi momentami dipolowymi atomów bądź jonów rozmieszczonych w węzłach sieci ferromagnetyka występuje silne oddziaływanie wywołujące równoległe ich uporząd-

* W celu uproszczenia w dalszym ciągu pracy zamiast $I H_c$ używa się symbolu H_c .

kowanie w obrębie pewnych obszarów przestrzennych zwanych domenami. Domeny są zatem samorzutnie namagnesowane do wartości \vec{I}_s . Ferromagnetyk jedno czy wielokrystaliczny składa się zazwyczaj z dużej ilości domen o namagnesowaniu \vec{I}_s , tak skierowanym, by wypadkowy moment magnetyczny całej próbki był w stanie odmagnesowanym równy zeru.

Sprężeniu spinów magnetycznych momentów dipolowych przeciwdziała ruch cieplny, tak że \vec{I}_s maleje ze wzrostem temperatury, a w temperaturze Curie wpływ ruchu cieplnego wywołuje przejścia z ferromagnetyzmu do paramagnetyzmu.

Na pierwszy rzut oka wydaje się, że sprężenie między spinami w obrębie domen można by wytłumaczyć oddziaływaniem momentów magnetycznych związanych ze spinami. Prosty jednak rachunek wykazuje, że średnie pole wewnętrzne pochodzące od magnetycznego oddziaływania dipoli wynosi 10^4 erstedów, podczas gdy pole to powinno być rzędu 10^6 — 10^7 erstedów. Dopiero prace Frenkla i Heisenberga wykazały, że czynnikiem wytwarzającym równoległe ustawienie spinów są kwantowo-mechaniczne siły wymiany między elektronami atomów [3]. Chociaż magnetyczne oddziaływanie atomów jest ponad 100 razy słabsze od sił wymiany, odgrywa ono ważną rolę w procesach technicznych magnesowania i odmagnesowania ferromagnetyka, szczególnie w zagadnieniach tworzenia się domen i w próbach wytłumaczenia magnetycznej anizotropii krystalicznej.

Struktura domenowa ferromagnetyka uzależniona jest od jego warunków energetycznych. W zagadnieniach tych rozróżnia się kilka typów energii, które w większym lub mniejszym stopniu wpływają na strukturę domenową danej próbki ferromagnetyka.

Energia wymiany między dwoma elektronami, których spiny tworzą między sobą kąt φ , jest równa

$$\Delta E_{ex} = A S^2 \varphi^2.$$

Energia wymiany przypadająca na jednostkę powierzchni ściany Blocha* równa się zatem

$$E_{ex} = A S^2 \pi^2 / N a^2 \quad (1)$$

A oznacza całkę wymiany, S wypadkową spinową liczbę kwantową atomu, N liczbę atomów rozmieszczonych na grubości ściany, a stałą sieci.

Doświadczalnie stwierdzono, że w kryształach \vec{I}_s domen skierowany jest przede wszystkim w pewnych wyróżnionych kierunkach zwa-

* Określenie ściany Blocha podane jest na str. 511 (przyp. red.).

nych kierunkami łatwego namagnesowania, kierunki te wiążą się zewszę z pewnymi krystalograficznymi kierunkami monokryształu. Np. w przypadku Fe są to kierunki [100], w niklu [111], w kobalcie o sieci krystalograficznej heksagonalnej kierunek [0001]. Analogicznie istnieją również kierunki trudnego namagnesowania. Różnica energii potrzebnych do namagnesowania kryształu w trudnym i łatwym kierunku nazywa się energią anizotropii. Energia ta wiąże się z wzajemnym oddziaływaniem spinowo-orbitalnym. Gans w 1932 roku podał wzory ujmujące wyniki doświadczalne zależności energii anizotropii krystalicznej od struktury krystalograficznej ferromagnetyka. W przypadku kryształów o sieci regularnej energia anizotropii jednostki objętości ferromagnetyka jest równa:

$$E_K = K_1(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2, \quad (2)$$

α_i — cosinusy kierunkowe wektora \vec{I} w stosunku do głównych osi kryształu [100], K_1 , K_2 — stałe anizotropii zależne od rodzaju i temperatury ferromagnetyka (często K_2 zaniedbuje się, a $K_1 = K$). Dla kryształów jednoosiowych E_k równa się:

$$E_K = K_1 \sin^2 \Theta + K_2 \sin^4 \Theta, \quad (3)$$

Θ kąt między \vec{I}_s a osią heksagonalną.

Trzecim rodzajem energii wchodzącym w grę w procesach technicznego namagnesowania jest energia magnetoelastyczna związana ze zjawiskiem magnetoskrypcji.

Ważną w dalszych rozważaniach okaże się magnetyczna energia własna, zależna od kształtu próbek. Wyraża się ona wzorem:

$$E_{sh} = -1/2 \vec{I} \vec{H} \quad (4)$$

Stoner i Wohlfarth [4] zajmowali się zagadnieniami magnesowania niejednorodnego materiału zawierającego małe wyspy ferromagnetyka w osnowie niemagnetycznej lub słabo magnetycznej, wyspy jednodomenowe o namagnesowaniu \vec{I}_s . Wyspy te wytwarzają pole od magnesowania $\vec{H} = -N \vec{I}_s$, a związana z nim energia od magnesowania jest równa $1/2 N I_s^2 V$, gdzie V oznacza objętość wyspy, N współczynnik od magnesowania w kierunku \vec{I}_s zależy od kształtu wyspy. Dla cząstek posiadających anizotropię kształtu istnieje zatem jedna oś łatwego namagnesowania. W przypadku elipsoidy obrotowej tym kierunkiem jest oś długa. W tym przypadku energia potrzebna do obrotu

wektora \vec{I}_s z kierunku łatwego namagnesowania o kąt Θ jest dla jednostki objętości równa:

$$E_{sh} = -I_s^2 \int_0^\Theta (N_a - N_b) \sin \theta \cos \theta d\theta = -1/2 I_s^2 (N_a - N_b) \sin^2 \Theta \quad (5)$$

N_a współczynnik odmagnesowania w kierunku osi dużej, N_b współczynnik odmagnesowania w kierunku osi małej. Warto zwrócić uwagę na podobieństwo wzorów (3) i (5).

Sąsiadujące ze sobą domeny dzieli warstwa przejściowa tzw. ściana Blocha. Kierunki spinów w dwu sąsiednich obszarach są różne, lecz na skutek działania sił wymiany zmiana kierunku nie zachodzi jednym skokiem, lecz stopniowo przez niewielkie zmiany kierunku spinu. W słoju przejściowym między domenami spiny przechodzą przez kierunek trudnego namagnesowania, co związane jest ze zwiększeniem magnetycznej energii anizotropii. Zwiększenie grubości ściany Blocha jest korzystne ze stanowiska energii wymiany, lecz przeciwdziała temu rosnąca wraz z grubością energia anizotropii krystalicznej. Ostateczna grubość ściany ustala się tak, by spełniony był warunek minimum energii swobodnej.

Bloch wyliczył, że grubość ściany i jej energia na 1 cm^2 równa jest w przybliżeniu:

$$[\delta \cong (kT_c K a)^{1/2}; \gamma \cong (K k T_c / a)^{1/2}] \quad (6)$$

k — stała Boltzmanna, T_c — temperatura Curie w $^\circ\text{K}$, K — stała anizotropii, a — stała sieci.

Wzory (6) wyprowadzono nie uwzględniając wpływu naprężeń wewnętrznych. W przypadkach, gdy czynnika tego nie da się pominąć, stałą K zastępuje się skuteczną stałą anizotropii, składającą się ze stałej anizotropii krystalicznej i stałej pochodzącej z energii magnetoelastycznej.

Namagnesowanie ferromagnetyka I jest równe sumie składowych momentów domen:

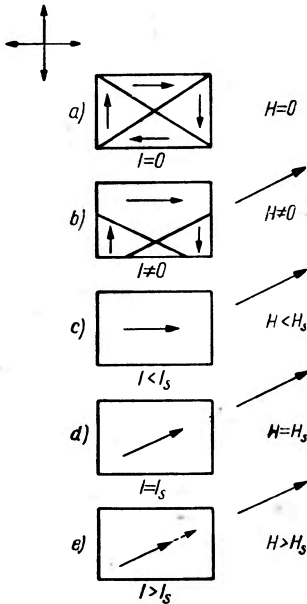
$$I = \sum v I_s \cos \Theta, \quad (7)$$

v objętość poszczególnej domeny, Θ kąt między \vec{I}_s a \vec{I} . Sumowaniem objęto wszystkie domeny zawarte w jednostce objętości. Zmiana namagnesowania równa jest zatem:

$$\delta I = \sum (\vec{I}_s \cos \Theta dv - v I_s \sin \Theta d\Theta + v \cos \Theta dI_s). \quad (8)$$

Pierwszy wyraz sumy po prawej stronie odpowiada wzrostowi objętości tych obszarów, w których kierunek \vec{I}_s zbliżony jest do kierunku magnetycznego pola zewnętrznego. Wzrost ten odbywa się przez przesunięcie

ścian Blocha. Proces ten następuje w zakresie słabych i średnich pól magnetycznych odpowiadających początkowej i środkowej części



Rys. 2. Zmiany struktury domenowej ferromagnetyka odpowiadające różnym częściom pierwotnej krzywej namagnesowania

krzywej namagnesowania. Wyraz drugi odpowiada zmianie kierunku I_s w domenach — czyli równoczesnemu obrotowi spinów wewnątrz domen. Zmiany te następują dopiero w silnych polach magnetycznych, w zagiętej części technicznej krzywej namagnesowania. Wyraz trzeci dotyczy zmian wartości samorzutnego namagnesowania. Zmiana wartości samorzutnego namagnesowania występuje przy natężeniach większych od natężeń technicznego nasycenia i nosi nazwę obszaru paraprocessu. Wzrost I_s w tych silnych polach jest nieznaczny i pochodzi z lepszej orientacji spinów, które z powodu ruchu cieplnego nie są równoległe do \vec{I}_s .

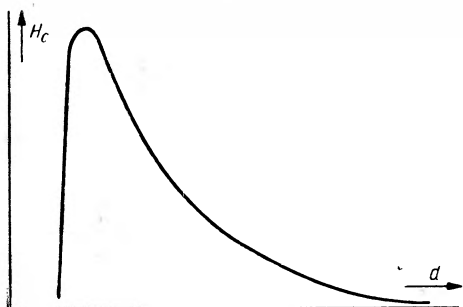
Gdy H wzrasta nieograniczenie, \vec{I}_s dąży do \vec{I}_0 odpowiadającego samorzutnemu namagnesowaniu domen w temperaturze zera bezwzględnego. Proces magnesowania ferromagnetyka przedstawia rys. 2.

Natężenie koercyjne proszków ferromagnetycznych o strukturze wielodomenowej

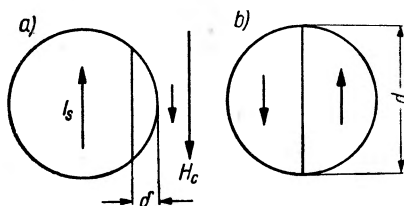
Przesuwanie ścian Blocha odgrywa ważną rolę w procesach magnesowania i odmagnesowania ferromagnetyków litych. Prace teoretyczne Beckera, Kerstena, Néela dały wzory na wartości natężenia krytycznego pola magnetycznego, potrzebnego do nieodwracalnego ruchu ścian domen w zależności od współczynnika magnetystrykcji nasycenia, rozkładu naprężeń wewnętrznych, wielkości wtrąceń niemetalicznych, stałych anizotropii magnetycznej itp.

Natężenie koercyjne takiego ferromagnetyka to średnia wartość tych pól krytycznych. Okazało się ponadto konieczne wprowadzić przy wyliczeniach natężenia koercyjnego ferromagnetyków wielodomenowych dwa pola krytyczne: pole magnetyczne zarodkowania, przy którym tworzy się w ferromagnetyku namagnesowanym do stanu nasycenia zarodek o przeciwnym namagnesowaniu i pole krytyczne konieczne do nieodwracalnego przesuwania ściany. W różnych ferromagnetykach stosunek natężenia tych dwóch pól zmienia się, a natężenie koercyjne jest równe większemu z nich.

W miarę zmniejszania się wymiarów ziarna ferromagnetyka natężenie koercyjne wzrasta, jak przedstawiono to schematycznie na rys. 3. W celu znalezienia zależności H_c od średnicy ziarna Kittel [5] posłużył się następującym prostym rozumowaniem. Wyobraźmy sobie kulę



Rys. 3. Wykres zależności natężenia koercyjnego H_c od średnicy ziarna proszku (schematycznie)



Rys. 4. Powstawanie ściany Blocha pod wpływem zewnętrznego pola magnetycznego

o średnicy d namagnesowaną do stanu nasycenia I_s , wyciętą z pojedynczego kryształu, mającą ścianę Blocha równoległą do osi heksagonalnej (rys. 4). Wprowadzenie ściany zmniejsza energię odmagnesowania, lecz wzrasta wtedy energia ściany. Wyliczono, że układ przedstawiony na rys. 4 b będzie trwały, o ile średnica ziarna będzie większa od pewnej krytycznej wartości d równej

$$d_c = 9\gamma/2\pi I_s^2, \quad (9)$$

γ energia ściany na cm^2 .

W tych warunkach ściana tworzyć się będzie spontanicznie.

Wytworzenie się ściany w przypadku $d < d_c$ wymaga zadziałania pewnego krytycznego pola zewnętrznego zależnego od wartości d (rys. 4a). W polu $-H_c$ tworzy się ściana Blocha o grubości δ ; energię powierzchniową potrzebną do wytworzenia ściany przyrównał Kittel do sumy zmiany energii magnetycznej zewnętrznego pola magnetycznego H_c tej kuli i zmiany energii odmagnesowania kuli wywołanej przemagnesowaniem odcinka kuli. Elementarne przekształcenia doprowadziły Kittela do następującej zależności:

$$H_c = H_0 \left(1 - \frac{d}{d_0}\right) \quad (10)$$

$$H_0 = \frac{2\gamma}{I_s \delta}; d_0 = \frac{24\gamma}{I_s^2}$$

Néel [6] zwrócił uwagę na założenia Kittela dotyczące wyrazu na zmianę energii odmagnesowania. Założenia te wg Néela są bardzo dowolne, a zgodność wzoru (10) z wynikami doświadczeń Guillauda

jest raczej przypadkowa. Néel przeprowadził dokładny rachunek zmian energii odmagnesowania wywołanej powstaniem ściany i opierając się na modelu Kittela wyliczył, że wówczas natężenie koercyjne wywołujące powstanie ściany i jej samorzutne przesunięcie jest niezależne od średnicy ziarna, gdy średnica ta jest duża w stosunku do grubości ściany.

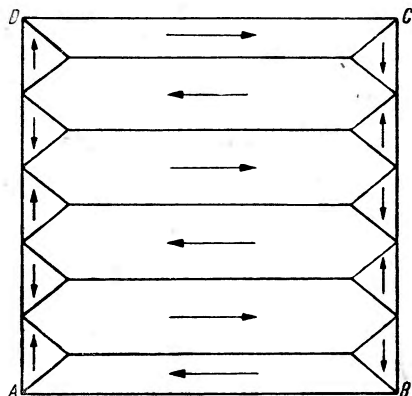
Do podobnych wyników doszli Rathenau, Smit i Stuijts [7] rozważając zagadnienie tworzenia się ścian Blocha w ferrytce baru, gdzie grubość ściany (ok. 10^{-6} cm) jest bardzo mała w stosunku do krytycznej średnicy (ok. 10^{-4} cm). Autorzy dochodzą do wniosku, że gdy ściana tworzy się nie na okręgu kuli, lecz w jej środku, to krytyczne natężenie H_c zmniejsza się znacznie i jest równe:

$$H_c = 2K/I_s - 0,86 \cdot 4 \pi I_s. \quad (11)$$

Gdy rozważy się zamiast kuli cieką płytkę namagnesowaną w kierunku normalnej, a ściana tworzy się w jej środku, wzór (11) przyjmuje postać:

$$H_c = 2K/I_s - 2,02 \cdot 4 \pi I_s. \quad (12)$$

Dla ferrytu baru wartość H_c wyliczona ze wzoru (12) jest dla temperatury pokojowej równa około 7000 erstedów. Wynik nie zgadza się z doświadczeniem i należy przypuścić, że ściany Blocha przy przemagnesowaniu powstają w miejscach, gdzie stała anizotropii magnetycznej jest niska z powodu niedokładności sieci.



Rys. 5. Struktura domen sześciangu o zerowym momencie wypadkowym

Inną metodę wyliczenia zależności H_c od wymiarów ziarna podał Néel [6, 8]. Podczas obiegu histerezy magnetycznej ziarno wielodomenowe przechodzi dwukrotnie stan odmagnesowania ($I = 0$). Stany te charakteryzuje pewien rozkład domen, przedstawiony w formie uproszczonej na rys. 5. Sześciang o krawędzi l wycięty z jednoosiowego monokryształu ferromagnetyka posiada domeny warstwowe o szerokości s . Na ich brzegach występują pryzmatyczne domeny zamykające o namagnesowaniu prostopadłym do kierunku łatwego namagnesowania. Całkowita energia swo-

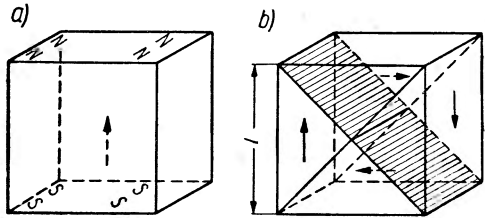
bodna omawianej struktury składa się z energii ścian równej $\gamma \cdot \frac{l^3}{s}$ oraz energii anizotropii magnetycznej domen zamykających równej $\frac{1}{2} Kl^2 s$.

Powstawanie i niszczenie opisanej struktury następuje dwukrotnie w czasie jednego obiegu histerezy, zatem podana wyżej całkowita energia równa się podwójnej powierzchni objętej obiegiem histerezy pomnożonej przez objętość sześcianu. Pole objęte obiegiem histerezy jest w przybliżeniu równe $H_c I_s$.

Po wyliczeniu wartości minimum energii i przyrównaniu jej do $H_c I_s \cdot l^3$ otrzymuje się wzór:

$$H_c = \left(\frac{2K}{l I_s} \right)^{1/2}. \quad (13)$$

Wzór ten słuszny jest jednak tylko dla przypadku, gdy $l \gg s$. Gdy l jest równa zaledwie kilkakrotnej wartości grubości ściany, coraz większą rolę zaczyna odgrywać energia magnetostaticzna ładunku powierzchniowego, występującego na pasmach o szerokości równej połowie grubości ściany. Ładunki te występują w ścianie $ABCD$ między domenami o szerokości s , przy czym są one na przemian północne i południowe. Néel wyliczył, że dla sześcianu o krawędzi 10μ energia magnetostaticzna przewyższa dwukrotnie energię powierzchniową ściany Blocha.



Rys. 6. Dwie możliwe struktury domenowe proszku: a) jednodomenowa, b) czterodomenowa dla większego ziarna.

Energia całkowita ferromagnetyków o tak małych wymiarach składa się z energii anizotropii magnetycznej domen zamykających, energii powierzchniowej ścianek głównych oraz energii magnetostaticznej. Po wyliczeniu minimum energii całkowitej i przyrównaniu jej do $H_c I_s l^3$ otrzymał Néel nowy wzór na natężenie koercyjne drobnych ziarn:

$$H_c = 1,7 \frac{\gamma^{2/3} K^{1/6}}{I_s^{2/3} l^{2/3}}. \quad (14)$$

Podstawiając do wzoru (14) wartości liczbowe dla proszków żelaza otrzymuje się wartości dość zgodne z doświadczeniem, dla ziarn magnetytu wartości 2—3-krotnie mniejsze od danych doświadczalnych, zaś dla MnBi wyniki są 10-krotnie mniejsze.

Natężenie koercyjne proszków o strukturze jednodomenowej

Przeprowadźmy na wstępie elementarny rachunek, który pozwoli ocenić krytyczne wymiary cząstki o strukturze jednodomenowej. Sześcian o krawędzi l namagnesowany do nasycenia (rys. 6a) wzdłuż krawędzi posiada energię odmagnesowania równą $1/2 N \cdot I_s^2 \cdot l^3$. Gdy sze-

ścian ma strukturę jak na rys. 6b energia odmagnesowania będzie równa zeru, energia magnetycznej anizotropii dla żelaza również będzie równa zeru, natomiast energia ścian między czterema domenami będzie równa $2 \cdot \sqrt{2} \cdot l^2 \cdot \gamma$. Porównanie obydwóch wartości daje krytyczną długość krawędzi sześciangu równą:

$$l_0 = \frac{3 \sqrt{2} \gamma}{\pi I_s}.$$

Dla $l < l_0$ sześciang ma strukturę jednodomenową, dla $l > l_0$ wielodomenową. Dla żelaza l_0 równa się w przybliżeniu 10^{-6} cm. Dokładny rachunek dla kuli i elipsoidy obrotowej przeprowadzili Stoner i Wohlfart [4]. Promień krytyczny dla kuli równy jest $1,6 \cdot 10^{-6}$ cm, dla elipsoidy o stosunku a/b równym 10 krytyczna średnica wynosi $6,4 \cdot 10^{-6}$ cm.

Proces magnesowania takich cząstek następuje na drodze jednoczesnego obrotu spinów atomowych w obrębie całej domeny. Obrotowi przeciwdziałają siły związane z energią anizotropii krystalicznej, anizotropii kształtu, energią magnetoelastyczną. W zagadnieniach dotyczących natężenia koercyjnego ferromagnetycznych cząstek jednodomenowych rozróżnia się materiały, w których decydującą rolę odgrywa magnetyczna energia anizotropii krystalicznej i materiały, w których decyduje energia anizotropii kształtu. Jednolitą teorię natężenia koercyjnego, niezależnie od typu anizotropii podał Stoner i Wohlfart [4].

Warto naszkicować elementarne rozumowanie dla ferromagnetyka o jednoosiowej symetrii. Energia anizotropii jednostki objętości jest wówczas równa:

$$E_a(\theta) = E_a(0) \sin^2(\theta - \alpha),$$

$E_a(0)$ różnica energii anizotropii pomiędzy kierunkiem łatwego i trudnego namagnesowania, α kąt między kierunkiem łatwego namagnesowania a kierunkiem zewnętrznego pola magnetycznego, θ kąt między \vec{I}_s a kierunkiem pola.

Gdy ferromagnetyk znajduje się w polu magnetycznym, do energii anizotropii dodaje się energię zewnętrznego pola magnetycznego, równą $-H \cdot I_s \cos \theta$. Z warunku minimum energii wylicza się zależność krytycznego pola magnetycznego wywołującego nieodwracalny obrót I_s wewnątrz domeny od kąta α . Natężenie koercyjne zależy od rozkładu wartości kąta. Dla przypadkowego rozkładu wartości kąta Stoner i Wohlfart otrzymali:

$$H_c = \frac{0,96 E_a(0)}{I_s}. \quad (15)$$

Gdy decydującym czynnikiem jest anizotropia krystaliczna, H_c równa się:

$$H_c \cong \frac{K}{I_s} \quad (16)$$

gdy anizotropia kształtu — H_c równa się:

$$H_c = 1/2 I_s (N_a - N_b). \quad (17)$$

Dla ferromagnetyka o sieci sześcienniej H_c równa się:

$$H_c = \frac{c K}{I_s}, \quad (18)$$

gdzie c jest mniejsze lub równe 2. Ferromagnetyk o ziarnach w kształcie elipsoidy obrotowej, które zostały uporządkowane w polu magnetycznym tak, by $\Theta = 0$ dla wszystkich ziarn, posiada natężenie koercyjne równe:

$$H_c = \frac{2 E_a}{I_s}. \quad (19)$$

W tabelicy 1 porównano wartości wyliczone ze wzoru (19) z wynikami doświadczalnymi dla ferromagnetyków o dużej magnetycznej anizotropii krystalicznej.

Tablica 1

Porównanie wyliczonych wartości H_c
z danymi doświadczalnymi

Material	K erg/cm ³	I_s gauss	H_c wylicz. ersted	H_c doświad. ersted
MnBi	116×10^5	620	37000	12000
Ba0.6Fe ₂ O ₃	30×10^5	335	17000	4500
Co	40×10^5	1400	5500	1500
Fe	4×10^5	1700	500	1000
Ni	4×10^4	485	140	200

W tabelicy 2 zestawiono teoretyczne wartości H_c , wyliczone z (19) dla uporządkowanych oraz z (17) dla nieuporządkowanych dipoli w kształcie jednodomenowych elipsoid obrotowych żelaza w zależności od stosunku długości elipsoidy do jej średnicy a/b (bez uwzględnienia anizotropii krystalicznej).

Tablica 2

Zależność H_c od stosunku osi elipsoidalnych ziarn Fe

Stosunek a/b	H_c	H_c
	dipoli uporząd- kowanych	dipoli nieupo- rządkowanych
	ersted	
1	0	0
1,3	2150	1030
1,5	3200	1530
2,0	5100	2450
3,0	7200	3450
5,0	8900	4250
10,0	10000	4800

W zbiorowisku ziarn jednodomenowych zmienia się nie tylko rozkład kierunków osi łatwego namagnesowania w stosunku do przyłożonego pola magnetycznego, lecz także ich kształt i wymiary [9]. Innym ważnym zagadnieniem jest wpływ wzajemnego oddziaływania ziarn ferromagnetyka na wartość natężenia koercyjnego prasówki, spieku, względnie układu dwufazowego. Néel [10] ujął tę zależność wzorem:

$$H_c = H_{c,0}(1 - p) \quad (20)$$

H_c natężenie koercyjne prasówki, $H_{c,0}$ natężenie koercyjne ziarn ferromagnetyka, p współczynnik zapelnienia równy ilorazowi gęstości prasówki i gęstości litego ferromagnetyka. Bardzo szczegółową analizę tego zagadnienia przeprowadził ostatnio Wohlfart [11], który wyliczył wpływ natężenia koercyjnego na wartość wzajemnego oddziaływania ziarn ułożonych w równoległe łańcuchy, sieć kwadratową i przestrzenną. Wyprowadzone przez Wohlfarta wzory oczekują potwierdzenia doświadczalnego.

Tablica 3

Krytyczne długości osi w Å
dla ziarn różnego kształtu

Materiał	Kula	Elipsoida obrotowa	Walec
Fe	119	96	105
Ni	302	247	270

Inną metodę postępowania przy wyliczeniu krytycznych wymiarów oraz natężenia koercyjnego drobnych proszków podał Kondorski [12]. Z przebiegu zależności $I_s = f(T)$ w otoczeniu zera bezwzględnej wyznaczył on wartości całki wymiany dla Fe i Ni, a następnie wyliczył długości osi ziarn jednodomenowych różnych kształtów. Otrzymane wyniki zestawione są w tablicy 3.

Kondorski podał następujący wzór na natężenie koercyjne ziarn jednodomenowych:

$$H_c = I_s \left(N_a - N_b + \frac{2K}{I_s^2} \right). \quad (21)$$

Inny interesujący ze stanowiska fizycznego mechanizm przemagnesowania podał Adler [13].

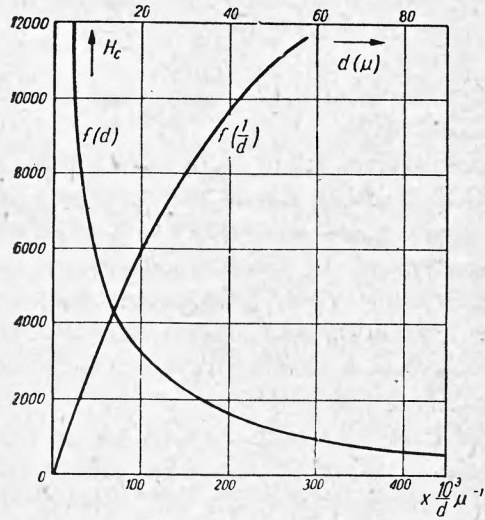
Pozostaje do omówienia silnie opadająca część krzywej przedstawiona na rys. 3. Gdy średnica ziarna jest mniejsza od pewnej krytycznej wartości, H_c opada nagle w związku z przejściem z uporządkowanej fazy ferromagnetycznej do nieuporządkowanej fazy paramagnetycznej. Moment magnetyczny $V \cdot I_s$ jednodomenowego ziarna przy braku zewnętrznego pola magnetycznego skierowany jest wzdłuż osi symetrii ziarna tworząc z nią kąt 0 lub π . Obydwa te położenia odpowiadają minimum energii. Gdy bariera potencjału między tymi dwoma stanami jest duża w stosunku do kT , ruch cieplny nie może zmienić momentu z jednego położenia w drugie, nie może zatem nastąpić samorzutne przemagnesowanie. Bariera potencjału jest równa $1/2 \cdot v \cdot H_c \cdot I_s$, a zatem dla pewnych małych objętości v_k wartość bariery może być równa $k \cdot T$ i wówczas ruch cieplny wywołuje samorzutne przemagnesowanie. Néel [8] wyliczył, że czas, po którym jednodomenowe ziarna przemagnesowują się cieplnie, jest szybko malejącą funkcją v/T . König [14] wykorzystując efekt Faradaya wyznaczył krytyczne wymiary przy przejściu z ferro do paramagnetyzmu i stwierdził, że krytyczna średnica ziarn ferromagnetyka musi być równa co najmniej pięciokrotnej wartości stałej sieci, to znaczy musi zawierać około 100 komórek elementarnych.

Zestawienie wyników prac doświadczalnych dotyczących natężenia koercyjnego ferromagnetyków proszkowych

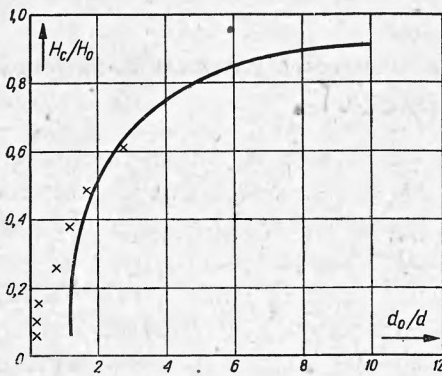
Badania Gottschalka [15] nad zależnością H_c od średnicy ziarna magnetytu potwierdziły wzór (13) Néela. Stwierdził on, że dla ziarn o średnicy większej od 10 μ , H_c wzrasta liniowo wraz z odwrotnością pierwiastka kwadratowego średnicy ziarna.

Szczegółowe badania zależności H_c od średnicy ziarna dla MnBi przeprowadził Guillaud [16] (rys. 7). Krzywa $f(d)$ zbliżona jest do hiperboli równoramiennej. W zakresie od 100 do 20 mikronów wykres $H_c = f(1/d)$ jest linią prostą, następnie zakrzywia się i dla d równego 3 mikrony otrzymano H_c równe 12000 erstedów.

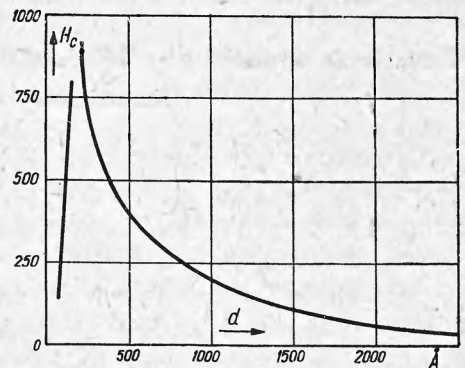
Na rys. 8 przedstawiono teoretyczną zależność H_c od d_0/d według wzoru (10) oraz naniesiono na nim punkty (xxxx) doświadczalne otrzymane dla MnBi przez Guillauda.



Rys. 7. Natężenie koercyjne (H_c w erstedach) prasówki MnBi w zależności od średnicy proszku



Rys. 8. Porównanie teoretycznego wzoru Kittela z wynikami doświadczalnymi Guillauda dla MnBi (wg Guillauda)

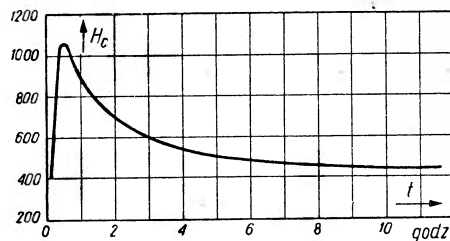


Rys. 9. Natężenie koercyjne proszku żelaza w zależności od średnicy ziarna (wg Bertauta)

Wyniki Bertauta [17] dla proszków żelaza otrzymywanych przez cieplny rozpad mrówczanu żelaza przedstawiono na rys. 9.

Silny wzrost natężenia koercyjnego występuje dla proszków o średnicy mniejszej od 320 Å aż do wartości 1000 erstedów, po czym następuje nagły spadek. Wyniki te wskazują, że decydujący wpływ na wartość H_c ma anizotropia kształtu proszków żelaza, a nie ich anizotropia krystaliczna.

Bardzo szczegółowe badania nad zależnością H_c od wymiarów i kształtu proszków Fe, Co, Ni przeprowadzili Pawlek [18], Meiklejohn [19], a ostatnio Paine, Mendelsohn i Luborsky [20]. Bardzo drobne proszki tych metali otrzymywano na drodze elektrolizy z katodą z płynnego metalu najczęściej z katodą rtęciową. Natężenie koercyjne świeżo wydzielonego Fe i Co było małe (około 20 erstedów) i rosło następnie w miarę wygrzewania w odpowiedniej temperaturze i czasie. Dla uniknięcia obrotu całych ziarn w czasie pomiaru amalgamaty zamrażano lub dodawano dodatki stopowe, które z rtęcią dawały stałą osnowę. Wielkość i kształt kryształów wyznaczano mikroskopem elektronowym. Badania zależności H_c od średnicy potwierdziły badania Bertauta (rys. 10). Najwyższą wartość natężenia koercyjnego otrzymano przy średnicy 150 Å i przy małym współczynniku p . Obserwacje mikroskopowe wykazały, że proszki Meiklejohna posiadają kształt fasolki o stosunku osi 3:2. Według tablicy 2 teoretyczna wartość H_c wynosi ~ 3000 erstedów. Lecz elementarne wzory na wartość H_c dotyczą tylko wyjątkowych przypadków, gdy wszystkie ziarna są równe zarówno co do wielkości, jak i co do kształtu oraz gdy ziarna te znajdują się w osnowie w silnym rozcieńczeniu. W celu wyjaśnienia wpływu rozrzutu tych wielkości na H_c mieszaniny, zmieszano 25% (wagowo) proszków Fe o H_c równym 20 erstedów z 75% Fe o H_c równym 1000 erstedów. Okazało się, że H_c mieszaniny było równe 500 erstedów. Chcąc zatem uzyskać prasówkę o H_c równym 10 000 erstedów, należy przygotować mieszaninę o bardzo dużym procencie proszków o wydłużeniu równym 10.



Rys. 10. Natężenie koercyjne proszku żelaza otrzymanego na drodze elektrolizy z katodą rtęciową w zależności od czasu jego wygrzewania w temperaturze 200°C (wg Meiklejohna)

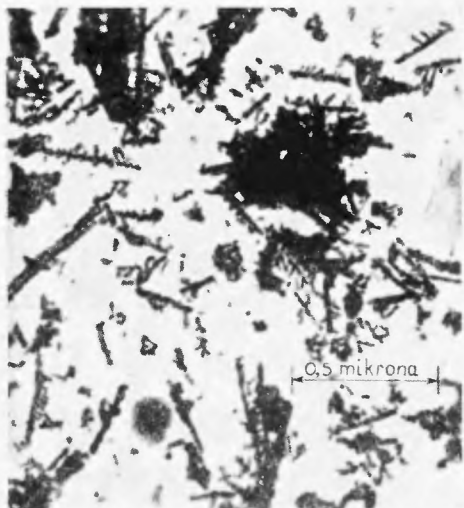
zamrażano lub dodawano dodatki stopowe, które z rtęcią dawały stałą osnowę. Wielkość i kształt kryształów wyznaczano mikroskopem elektronowym. Badania zależności H_c od średnicy potwierdziły badania Bertauta (rys. 10). Najwyższą wartość natężenia koercyjnego otrzymano przy średnicy 150 Å i przy małym współczynniku p . Obserwacje mikroskopowe wykazały, że proszki Meiklejohna posiadają kształt fasolki o stosunku osi 3:2. Według tablicy 2 teoretyczna wartość H_c wynosi ~ 3000 erstedów. Lecz elementarne wzory na wartość H_c dotyczą tylko wyjątkowych przypadków, gdy wszystkie ziarna są równe zarówno co do wielkości, jak i co do kształtu oraz gdy ziarna te znajdują się w osnowie w silnym rozcieńczeniu. W celu wyjaśnienia wpływu rozrzutu tych wielkości na H_c mieszaniny, zmieszano 25% (wagowo) proszków Fe o H_c równym 20 erstedów z 75% Fe o H_c równym 1000 erstedów. Okazało się, że H_c mieszaniny było równe 500 erstedów. Chcąc zatem uzyskać prasówkę o H_c równym 10 000 erstedów, należy przygotować mieszaninę o bardzo dużym procencie proszków o wydłużeniu równym 10.

Zagadnienie to rozwiązali w znacznym stopniu Paine, Mendelsohn i Luborsky. Na rys. 11—15 podano zdjęcia proszków Fe przy powiększeniu 50 000, uzyskanych na drodze elektrolizy przy płyn-

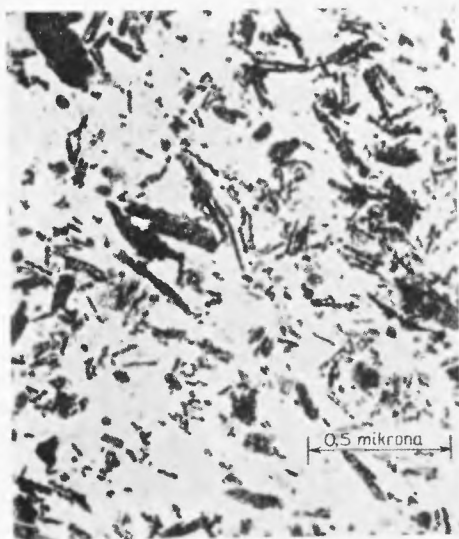
nej katodzie. Korzystając z dużego powiększenia i dużej zdolności rozdzielczej mikroskopu elektronowego autorzy zmierzili wymiary kilkuset ziarn i wyznaczyli krzywe rozkładu każdego typu proszku. Otrzymano gaussowski rozkład średnic, natomiast rozkład stosunku długości osi do średnicy ziarna był logarytmiczny. Właściwości magnetyczne zawiesziny mierzono w temperaturze ciekłego azotu. W celu wyznaczenia typu anizotropii wykonano pomiary momentu skręcającego na krążkach o zawartości 25% proszku Fe, zestalonych w polu magnetycznym o natężeniu 5000 erstedów. Ponadto zbadano zmiany H_c wraz z temperaturą, wyznaczając współczynnik temperaturowy natężenia koercyjnego w zakresie od -200°C do $+25^\circ\text{C}$. Krzywe momentu skręcającego, ułożenie dużych osi równoległe do pola magnetycznego, wartość współczynnika temperaturowego proszków wydłużonych i wreszcie wartość H_c większa od 2000 erstedów wskazują łącznie, że w proszkach otrzymywanych nową metodą anizotropia kształtu odgrywa decydującą rolę w procesach technicznego magnesowania.

Rozbieżności między wartościami tablicy 2 a wynikami doświadczalnymi są jednak bardzo wyraźne. Rozbieżność tę usiłują usunąć J a c o b s i B e a n [21]. Wydłużone krystality Fe otrzymane przez P a i n e, M e n d e l s o h n a i L u b o r s k y'ego uważa J a c o b s i B e a n za łańcuszek kulek namagnesowanych do nasycenia. Podczas procesu odmagnesowania wektory \vec{I}_s kulek mogą obracać się równoległe (mechanizm B) względnie w jednej kuli obracać się na prawo, a w drugiej na lewo (mechanizm A). Trzeci możliwy sposób odmagnesowania, to dawny równoczesny obrót spinów atomowych w jednodomenowej elipsoidzie obrotowej (mechanizm C). Przyjmując różną liczbę kulek w łańcuchu J a c o b s i B e a n wyliczyli H_c dla trzech różnych mechanizmów i znaleźli, że najbardziej zbliżone do wartości doświadczalnej są wartości H_c obliczone dla mechanizmu A, szczególnie w zakresie znacznych wydłużeń.

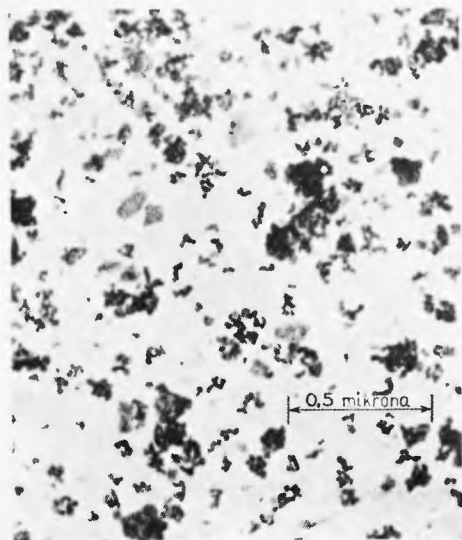
Osobne badania dotyczyły wpływu wzajemnego oddziaływania ziarn jednodomenowych na wartości H_c prasówki. Trudno jest technicznie otrzymać prasówkę z oddzielnymi ziarnami jednodomenowymi. Ziarna łączą się razem na podobieństwo gąbki. Własności prasówki będą stosowały się do podanych praw, gdy mostki łączące poszczególne ziarna są małe, w przeciwnym razie magnesowanie następuje już na drodze przesuwania ścian. W e i l [22] stwierdził, że dla prasówek żelaza, proszków Fe-Co i Fe-Ni, H_c jest proporcjonalne do $(1-p)$, dla p od 0,1 — 0,5. Spiekanie prasówki dawało zawsze spadek H_c . Ponadto W e i l stwierdził, że w temperaturze ciekłego azotu różnice H_c między próbkami



Rys. 11. Struktura proszku żelaza o średnim wydłużeniu ziarn 1,3 i o napięciu koercyjnym 1090 erstedów (wg Paine'a)



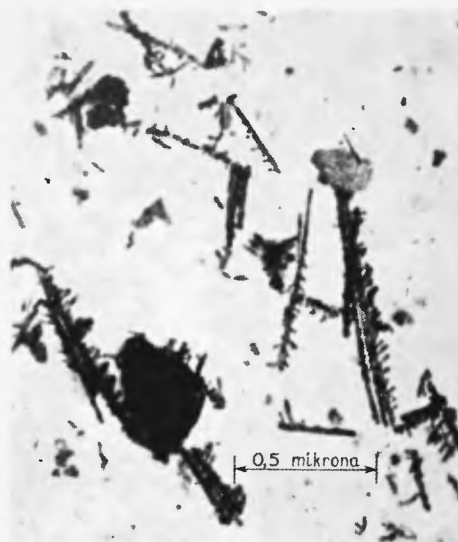
Rys. 12. Struktura proszku żelaza o średnim wydłużeniu ziarn 2,7 i napięciu koercyjnym 1360 erstedów (wg Paine'a)



Rys. 13. Struktura proszku żelaza o średnim wydłużeniu ziarn 3,0 i napięciu koercyjnym 1600 erstedów (wg Paine'a)



Rys. 14. Struktura proszku żelaza o średnim wydłużeniu ziarn 4,0 i natężeniu koercyjnym 1600 erstedów (wg P a i n e'a)



Rys. 15. Struktura proszku żelaza o średnim wydłużeniu ziarn 4,6 i natężeniu koercyjnym 1850 erstedów (wg P a i n e'a)

spiekanymi, a tylko prasowanymi są mniejsze. Stąd wnioskował, że mostki łączące są tak małe, że wpływ ruchu cieplnego w temperaturze normalnej zaznacza się wyraźnie.

Własności magnetyczne rozcieńczonych stopów ferromagnetycznych

Nowe światło na zagadnienie natężenia koercyjnego jednodomenowych ziarn ferromagnetyków rzuciły badania Batesa, Schofielda i Sucksmitha [23]. Wstępne badania wykonano na drutach z nierdzewnej stali austenitycznej (12% Cr i 12% Ni). Drut ochłodzony szybko od temperatury 1100°C posiada jednofazową strukturę austenityczną. Zgniot powoduje wydzielenie się drugiej fazy ferromagnetycznej, której H_c wzrasta do 250 erstedów. Podczas wygrzewania drutu w temperaturze około 300°C H_c wzrasta z czasem do 450 erstedów, a następnie po okresie 50 godzin stopniowo maleje. W tych warunkach I_s jest równe 500 gaussów, co świadczy o dużej zawartości fazy magnetycznej. Warto zaznaczyć, że technologię tę stosowano do produkcji drutów magnetofonowych o regulowanym H_c .

W celu wyeliminowania wpływu wzajemnego oddziaływania wydzielającej się fazy autorzy w dalszych badaniach zajmowali się stopami podwójnymi Cu-Fe i Cu-Co o dużej zawartości Cu. Rozpuszczalność tych dodatków ferromagnetyków w miedzi jest mała (0,2%) w temperaturze pokojowej, lecz dochodzi do 3 i 4% przy temperaturze 1000°C. Po przechłodzeniu z wysokiej temperatury otrzymuje się przesycony roztwór jednofazowy, który można doprowadzić do dwufazowego przez wygrzewanie przy 350°C dla stopów Cu-Co, 650°C dla stopów Cu-Fe.

W stanie zahartowanym stopy są paramagnetyczne o podatności magnetycznej równej około 10^{-6} . W ciągu wygrzewania następuje zakrzywienie krzywej pierwotnego namagnesowania, występuje pozostałość magnetyczna i zjawisko histerezy. W czasie wygrzewania wzrasta H_c dla stopów Cu-Co do 250 erstedów, dla stopów Cu-Fe do 400 erstedów. Charakterystyczną cechą krzywej odmagnesowania tych stopów jest duża wartość natężenia pola magnetycznego koniecznego do trwałego odmagnesowania próbki. W ferromagnetykach litych wartość ta jest około 50% wyższa od H_c , natomiast w tych stopach jest równa około 1500 erstedów. Wartość I_s wynosi wówczas ok. 0,1 gaussa, a I_r około 0,01 gaussa, co świadczy o dużym rozcieńczeniu fazy ferromagnetycznej.

W oparciu o powyższe dane można przyjąć następujący obraz zmian struktury w czasie wygrzewania. Po przechłodzeniu atomy Fe lub Co są silnie rozproszone, tak że nie występują oddziaływania ferromagnetyczne. W czasie wyżarzania dyfuzja atomów Fe lub Co doprowadza do wytworzenia się obszarów o większym stężeniu. Zarodek ten wzrasta

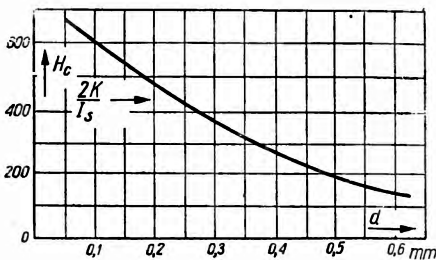
stopniowo, aż w końcu tworzą się wyspy jednodomenowe w osnowie czystej miedzi. Następuje przejście z para do ferromagnetyzmu, połączone ze wzrostem H_c . Dalsze wyżarzanie sprzyja wzrostowi wyspy, która w końcu spontanicznie wzgl. pod wpływem pola magnetycznego dzieli się na kilka domen.

Z powodu niejednorodności stężenia Fe i Co etapy te występują w stopie niemal równocześnie, tak że mierzona krzywa odmagiesowania odpowiada nałożeniu się własności zespołu ziarn o różnych wielkościach o własnościach paramagnetycznych, o składowej twardej i o składowej miękkiej.

Duża wartość natężenia pola trwałego odmagiesowania wskazuje na dużą wartość H_c składowej twardej, jednodomenowej.

Natężenie koercyjne cienkich warstw ferromagnetyków

Własności magnetyczne cienkich warstw Fe i Ni zestawił ostatnio Bozorth [24]. Na drut miedziany nakładano elektrolitycznie kolejno



Rys. 16. Natężenie koercyjne warstw żelaza na drucie miedzianym przeciąganych na zimno od średnicy 0,6 mm (wg Bozortha)

cienkie warstwy Fe i Cu o grubości ok. 1000 Å, a następnie drut przeciągano do 1/10 początkowej średnicy. Zmiany H_c w zależności od średnicy drutu przedstawiono na rys. 16. Ponieważ po silnej przeróbce plastycznej wartość H_c była wyższa niż wyliczona z wartości magnetycznej anizotropii krystalicznej, Bozorth przypuszcza, że po tym stopniu przeróbki plastycznej następuje pęknięcie warstwy na anizotropowe

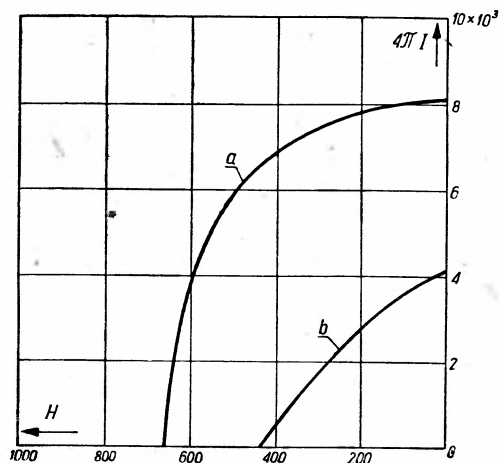
kształtem obszary jednodomenowe. Przy wyliczaniu H_c tego typu warstw cienkich należałoby jednak uwzględnić wszystkie rodzaje energii magnetycznej, które wpływają na przebieg procesu technicznego magiesowania.

Własności magnetyczne magiesów proszkowych w skali przemysłowej

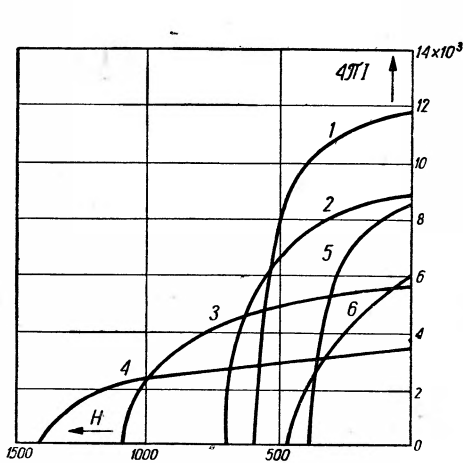
Produkcję magiesów z ultradrobnymi proszkami żelaza wprowadzono na skalę przemysłową we Francji w 1945 r. W roku 1952 w laboratorium Philipsa opracowano nowy proszkowy materiał na magnesy trwałe ferryt baru o nazwie handlowej „ferroxdure” [25, 26]. W roku 1953 Adams [27] podał techniczne własności magnetyczne bismanolu, nowego materiału na magnesy otrzymanego z proszków typu MnBi, przebadanego uprzednio przez Guillauda. Iloczyn energii tego ma-

teriału $(BH)_{max} = 4,3 \cdot 10^6$ gauss-erstędów, $BH_c = 3400$ erstędów, a $B_r = 4300$ gaussów. W praktyce przemysłowej materiał ten nie znalazł większego zastosowania z powodów ekonomicznych i wysokiego współczynnika temperaturowego.

W 1955 roku Stuijts, Rathenau i Weber [28] podali technologię produkcji anizotropowego ferrytu baru prasowanego w polu magnetycznym o $(BH)_{max} = 2,8 \cdot 10^6$ gauss-erstędów, $B_r = 3700$ gaussów, $BH_c = 2000$ erstędów, $H_c = 2100$ erstędów.



Rys. 17. Wpływ skierowania w polu magnetycznym anizotropowego proszku Fe na jego krzywą od magnesowania (wg Mendelsohna)



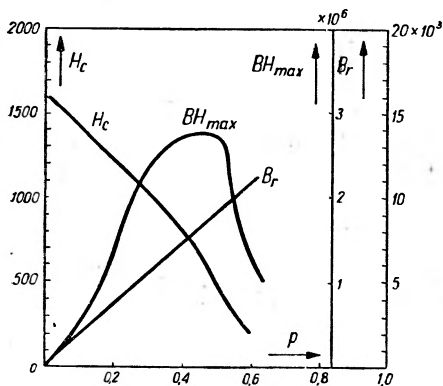
Rys. 18. Krzywe od magnesowania prasówek z anizotropowych proszków żelaza dla różnych objętościowych zawartości Fe (wg Mendelsohna)

Szczegółowe badania nad technologią wytwarzania prasowanych magnesów z ultradrobnych proszków Fe i Fe-Co przeprowadził Lihl [29], Steward, Conard i Libsch [30] oraz Carman [31].

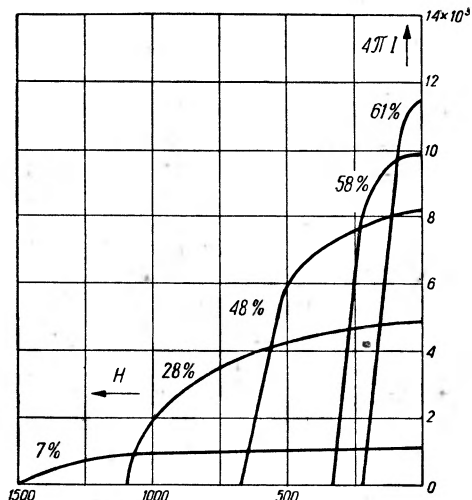
Wszystkie wspomniane prace stawiały sobie za cel poprawę własności magnesów proszkowych, wykorzystując przede wszystkim magnetyczną anizotropię krystaliczną. Dopiero wyniki prac Paina, Mendelsohna i Lubowsky'ego [20] pozwoliły zrealizować w skali technicznej magnesy z proszków żelaza o dużej anizotropii kształtu [32]. Rys. 17 przedstawia krzywe od magnesowania prasówek z anizotropowych proszków skierowanych w polu magnetycznym, zmierzone w kierunku równoległym (a) i prostopadłym (b) do kierunku skierowującego pola magnetycznego. Na rys. 18 zestawiono w układzie $(4\pi I, H)$ krzywe od magnesowania prasówek o różnej zawartości objętościowej anizotropowych proszków Fe.

Na rys. 19 zobrazowano zależność H_c , $4\pi I_r$ oraz $(BH)_{max}$ od współczynnika zapełnienia p. Pozostałość magnetyczna wzrasta propor-

cjonalnie do p , natomiast H_c w zakresie wyższych wartości p zmniejsza się silniej, niż przewiduje to wzór Néela [20]. Iloczyn energii $(BH)_{\max}$ osiąga wartość najwyższą dla $p = 0,5$. Na rys. 20 zestawiono krzywe odmagasowania ważniejszych współczesnych materiałów stosowanych



Rys. 19. Wpływ współczynnika zapelnienia p na wartości B_r , H_c oraz $(BH)_{\max}$ prasówek z anizotropowych proszków Fe (wg Mendelsohna)



Rys. 20. Krzywe odmagasowania najnowszych materiałów na magnesy trwałe 1 — alnico V, 2 — ESD50 Fe, 3 — ESD30Fe, 4 — anizotropowy ferryt baru, 5 — magnesy proszkowe z mrowczanu Fe — 30% Co, 6 — magnesy proszkowe z mrowczanu Fe. (wg Mendelsohna)

w technice na magnesy trwałe zarówno litych, jak i proszkowych. Wśród nich znajdują się krzywe odmagasowania magnesów z jednodomenowych proszków wydłużonych żelaza o 50% i 30% objętości Fe (ESD 50 Fe i ESD 30 Fe). W tabelicy 4 podano najważniejsze własności jednodomenowych magnesów proszkowych Fe, produkowanych już obecnie w skali technicznej, oraz wartości przewidywane teoretycznie.

Tablica 4

Zestawienie własności magnesów ESD

Materiał	B_r gauss	H_c ersted	$(BH)_{\max}$ gaussoersted
ESD Fe teor.	14300	3600	$39 \cdot 10^6$
ESD Fe+Co teor.	16300	4100	$50 \cdot 10^6$
ESD Fe 50%	8800	715	$3,3 \cdot 10^6$
ESD Fe 30%	5700	1105	$2,9 \cdot 10^6$

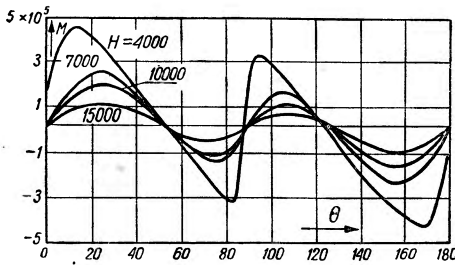
Słabe własności magnesów w stosunku do teoretycznych możliwości pochodzą ze zbyt silnego łączenia się oddzielnych proszków i tworzenia się ścianek Blocha, niezupełnego skierowania długich osi proszków w stronę przyłożonego pola, ze zmienności p w prasówce.

Natężenie koercyjne materiałów na magnesy lane typu alni i alnico

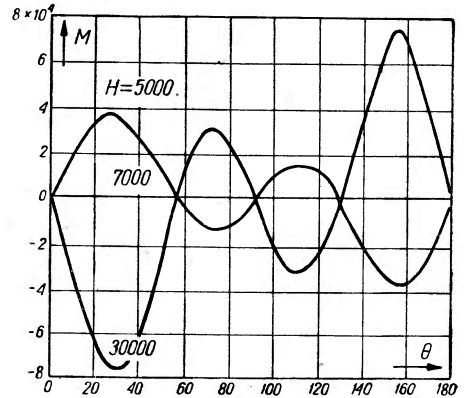
Przedstawione wyżej elementarne teorie natężenia koercyjnego proszków o dużej anizotropii kształtu zastosowano ostatnio do wyjaśnienia wysokiej wartości natężenia koercyjnego magnesów lanych typu Fe_2NiAl i alnicoV. Obfity materiał doświadczalny do roku 1953, dotyczący związku wartości H_c z ich strukturą, zestawiono już w jednej z poprzednich publikacji [1]. Z nowych publikacji na powyższy temat należy wymienić prace Nesbitta, Heidenreicha, Williamsa, Bozortha, Kronenberga i Fahlenbracha. Prace te szły w dwu kierunkach. Za pomocą mikroskopu elektronowego wyznaczono wymiary wydzielającej się fazy w procesie magnetycznego utwardzania oraz próbowano oznaczyć jej skład chemiczny. Pomiaru momentu skręcającego, wywieranego na krążek badanego kryształu umieszczonego w silnym polu magnetycznym, pozwoliły wyznaczyć typ anizotropii magnetycznej i ocenić w przybliżeniu procentowy wpływ anizotropii kształtu i magnetycznej anizotropii krystalicznej na wartość natężenia koercyjnego.

Magnesy ze stopu alnico V przechładza się z odpowiednią szybkością z temperatury $1300^\circ C$ w polu magnetycznym, przez co uzyskuje się materiał magnetyczny anizotropowy. Wyniki badań Heidenreicha i Nesbitta [33, 34, 35] nasunęły następujący mechanizm powstawania anizotropii i wysokiej wartości H_c . W czasie przechładzania wydzielają się z osnowy drobne pręciki o średnicy od 75 do 100 Å i o długości 400 Å. Odstępy między pręcikami wynoszą 200 Å. Wydzielające się pręciki tworzą w osnowie cienkie płytki. Gdy monokryształ przechładza się bez pola magnetycznego, pręciki układają się równolegle do krawędzi sześciianu sieci przestrzennej osnowy. Przy przechładzaniu w polu magnetycznym o natężeniu ponad 1000 erstedów pręciki tworzące kąt większy od 70° z kierunkiem natężenia pola magnetycznego zanikają, a rosną tylko te, których kierunek jest bliski kierunkowi pola. Badania Kronenberga [36] potwierdziły wyniki prac Heidenreicha i Nesbitta. Ponadto Kronenberg podał mechanizm tworzenia się uporządkowanej fazy, wydzielającej się podczas ochładzania. Według autora przy przechładzaniu wydziela się faza o zwiększonej zawartości Co i o wysokiej temperaturze Curie. Po wytworzeniu się jednodomonowego pręcika dalsze jego narastanie jest kierowane zewnętrznym polem magnetycznym. Wpływ ten jest szczególnie wyraźny w tym zakresie

temperatur, gdy ferromagnetyczne pręciki znajdują się w paramagnetycznej jeszcze osnowie o niższej temperaturze Curie. Tak przyjętego mechanizmu nie potwierdziły wyniki badania Fahlenbracha [37]. Autor przeprowadził analizę chemiczną fazy wydzielonej i stwierdził, że zawiera ona znacznie mniej Co i Ni niż osnowa. Spieki proszkowe wykonane z fazy wydzielonej posiadały niższe wartości indukcji właściwej nasycenia, niższą temperaturę Curie i niższą wartość H_c niż spieki z materiału osnowy. W 1954 r. Nesbitt, Williams i Bozorth [38] przebadali orientację pręcików fazy wydzielonej w monokryształach Fe_2NiAl przy pomocy pomiarów momentu skręcającego wywieranego na krążek wycięty odpowiednio z tego kryształu. W celu ułatwienia interpretacji wyników wykonano modele z drutu permalloyu o stosunku długości do średnicy równym 9, oprawionego w masę plastyczną, modele z jednego, z dwu i trzech drutów wzajemnie do siebie prostopadłych. Dla tych modeli wyliczono momenty skręcające w zależności od kąta między kierunkiem pola magnetycznego a kierunkiem drutu oraz od natężenia pola magnetycznego. Równocześnie przeprowadzono pomiary momentu skręcającego dla różnych położań modeli w stosunku do natężenia pola.



Rys. 21. Moment skręcający (w ergach/cm³) trzech wzajemnie prostopadłych drutów permalloyu, mierzony w płaszczyźnie (110) w zależności od kąta między kierunkiem pola magnetycznego a drutem leżącym w płaszczyźnie obrotu (wg Nesbitta)



Rys. 22. Zależność momentu skręcającego krążka z monokryształu alni (110) o $H_c = 620$ erstedów od kąta między kierunkiem pola a kierunkiem [001] (wg Nesbitta)

Na rys. 21 podano przykładowo zmianę momentu skręcającego jednostki objętości modelu o trzech wzajemnie prostopadłych drutach, zmierzonego w płaszczyźnie (110) w zależności od kąta między polem magnetycznym a drutem leżącym w płaszczyźnie obrotu, dla różnych wartości natężenia pola magnetycznego. Na rys. 22 przedstawiono podobne krzywe dla krążka z monokryształu Fe_2NiAl . Krzywe momentu posiadają okres $\pi/2$, podobnie jak momenty skręcające dla monokryształu

Fe. Na rys. 21 amplituda momentu maleje do zera, gdy pole magnetyczne rośnie, natomiast na rys. 22 krzywa momentu dla pól większych od 7000 erstedów zmienia znak. Dokładna analiza tej różnicy wykazała, że dla pól o natężeniach niższych od 7000 erstedów krzywa momentu skręcającego pochodzi od anizotropii kształtu pręcików jednodomenowych wydzielających się w trzech kierunkach [100]. W tym zakresie natężeń kierunek [111] jest w płaszczyźnie (110) kierunkiem łatwego namagnesowania. W polach magnetycznych o natężeniu większym od 7000 erstedów moment skręcający pochodzi od magnetycznej anizotropii krystalicznej, a kierunki [100] są kierunkami łatwego namagnesowania. W tym zakresie pól magnetycznych wpływ anizotropii kształtu znacznie słabnie.

Analogiczne badania przeprowadził Nesbitt i Williams [39] nad anizotropią magnesów alnico. Krążki przechłodzone z 1300°C bez pola magnetycznego, wycięte z kryształu o $H_c = 540$ erstedów w płaszczyźnie (100) posiadają krzywe momentu zupełnie podobne do modelu z dwu wzajemnie prostopadłych drutów, a amplituda momentu maleje do zera, gdy natężenie pola magnetycznego wzrasta. Kierunek [111] jest kierunkiem łatwego namagnesowania. W próbkach przechładzanych w polu magnetycznym prostopadłym do płaszczyzny krążka (100) otrzymano również krzywe momentu o okresie $\pi/2$, co wskazuje na występowanie dwu szeregów płytek fazy wydzielającej się, wzajemnie do siebie prostopadłych. Stwierdzono ponadto, że stała anizotropii kształtu wyznaczona z krzywych momentu skręcającego dąży do zera, gdy pole magnetyczne silnie wzrasta.

Krzywa momentu zmienia się wyraźnie, gdy powierzchnia krążka jest równoległa do płaszczyzny (100), a kierunek pola magnetycznego przy przechładzaniu jest równoległy do [001]. Krzywa momentu ma wówczas okres π podobnie jak model z jednym prętem, co świadczy o występowaniu płytek tylko w kierunku [001]. Z wykresów momentu skręcającego wyliczono skuteczne wartości stałej anizotropii, a stąd ze wzoru $H_c = \sqrt{\frac{2K}{I_s}}$ wyliczono natężenie koercyjne badanej próbki. Otrzymane wyniki porównywano z wynikami otrzymanymi z bezpośrednich pomiarów H_c . Dla pewnych kierunków zgodność obydwu wartości była bardzo dobra, dla innych wartości wyliczone dwukrotnie za duże. Zdaniem autorów różnice związane są z warunkami obrotu I_s przy obydwu pomiarach. Badania ich zdają się wykazywać, że H_c anizotropowych magnesów z alnico V pochodzi tylko z anizotropii kształtu jednodomenowych pręcików, wydzielonych z osnowy podczas obróbki cieplnej.

Literatura

1. L. Kozłowski, *Prace Instytutów M. H.* **6**, 13, (1954). *Przegląd Elektrotechniczny* **31**, 586, (1955).
2. L. Kozłowski, M. Poziomska, E. Romer, *Prace Instytutów M. H.* **5**, 277, (1953).
3. H. Coffa, *Postępy Fizyki* **7**, 136, (1956).
4. E. C. Stoner i E. P. Wohlfarth, *Phil. Trans. Roy. Soc. A* **240**, 599, (1948).
5. Ch. Kittel, *Phys. Rev.* **73**, 810, (1948).
6. L. Néel, *J. Phys. Radium* **17**, 250, (1956).
7. G. W. Rathenau, J. Smit i A. L. Stuijts, *Zeit. f. Phys.* **133**, 250, (1952).
8. L. Néel, *Advances in Physics* **4**, 211, (1955).
9. E. P. Wolfarth, *Research (Corr. Supl.)* **7**, 17, (1951).
10. L. Néel, *C. R.* **224**, 1488, 1950, (1947).
11. E. P. Wohlfarth, *Proc. Roy. Soc. A.*, **232**, 208, (1955).
12. Kondorskij, *D. A. N.* **70**, 215, (1950).
13. E. Adler, *Exper. Techn. d. Physik* **3**, 129, (1955).
14. H. König, *Naturwiss.* **33**, 71, (1946).
15. V. Gottschalk, *Physics* **6**, 127, (1935).
16. Ch. Guillaud, *J. Recherch. du C.N.R.S.* nr **17**, 75 (1951).
17. F. Bertaut, *C. R.* **229**, 417, (1940).
18. F. Pawlek, *Z. f. Metallkunde* **41**, 451, (1950).
19. W. H. Meiklejohn, *Rev. Mod. Phys.* **25**, 302, (1953).
20. T. Paine, L. Mendelsohn i Luborsky, *Phys. Rev.* **100**, 1055 (1955).
21. J. Jacobs i C. Bean, *Phys. Rev.* **100**, 1060, (1955).
22. L. Weil, *Rev. Mod. Phys.* **25**, 324, (1953).
23. G. Bates, D. Schofield i W. Sucksmith, *Phil. Mag.* **46**, 621, (1955).
24. R. M. Bozorth, *J. Phys. Radium* **17**, 255 (1956).
25. J. J. Went, G. W. Rathenau, E. W. Gorter i G. W. Oosterhout, *Philips Techn. Rundsch.* **13**, 361, (1952).
26. L. Kozłowski, Z. Ziółowski i B. Rązumowski, *Przegląd Elektrotechniczny* **31**, 610, (1955).
27. E. Adams, *Rev. Mod. Phys.* **25**, 306, (1953).
28. A. L. Stuijts, G. W. Rathenau i G. H. Weber, *Philips Techn. Rundsch.* **16**, 221, (1955).
29. F. Lihl, *Acta Physica Austriaca* **4**, 360, (1950); **7**, 239, (1953).
30. E. Steward, G. Conard i J. Libsch, *J. of Met. Transactions* **7**, 152, (1955).
31. E. Carman, *Brit. J. Appl. Phys.* **6**, 426, (1955).
32. L. Mendelsohn, F. Luborsky, T. Paine, *J. Appl. Phys.* **26**, 1274, (1955).
33. R. D. Heidenreich i E. A. Nesbitt, *J. Appl. Phys.* **23**, 352, (1952).
34. E. A. Nesbitt i R. D. Heidenreich, *J. Appl. Phys.* **23**, 366, (1952).
35. E. A. Nesbitt i R. D. Heidenreich, *Rev. Mod. Phys.* **25**, 322 (1953).
36. K. J. Kronenberg, *Z. f. Metallkunde*, **45**, 440, (1954).
37. H. Fahlenbrach, *Techn. Mitt. Krupp* **12**, 177, (1954).
38. E. A. Nesbitt, H. J. Williams i R. M. Bozorth, *J. Appl. Phys.* **25**, 1014, (1954).
39. E. A. Nesbitt i H. J. Williams, *J. Appl. Phys.* **26**, 1217, (1955).



EDWARD STENZ

Tadeusz Olczak
Zakład Geofizyki
Polskiej Akademii Nauk

Prof. dr Edward Stenz 1897—1956

Wspomnienie pośmiertne

W dniu 21 lutego br., po półtorarocznej ciężkiej chorobie zmarł w klinice w Sztokholmie zasłużony geofizyk polski prof. dr Edward Stenz, kierownik katedry fizyki ziemi UW, przewodniczący Komitetu geofizyki PAN i wicedyrektor Zakładu Geofizyki PAN. Pieczołowita opieka bliskich i przyjaciół, umiejętne i usilne starania lekarzy — niewiele zdołały osiągnąć. Organizm wstrząśnięty ciężkim przeżyciem osobistym, tragiczną śmiercią w Tatrach, jedynej, ukochanej córki, młodej i zdolnej studentki fizyki UW, organizm nadwątłony trudnymi warunkami klimatycznymi w czasie wieloletniego pobytu w Afganistanie — nie zdołał oprzeć się nieubłaganym postępom choroby.

Nauka polska straciła w Zmarłym wybitnego specjalistę z zakresu geofizyki. W ciągu przeszło 35-letniej działalności naukowej E. Stenz zbadał i opracował krytycznie szereg problemów z zakresu fizyki atmosfery, hydrofizyki i fizyki litosfery. Dziedziny, które specjalnie wyróżniał, to aktynometria i teoria klimatu. W ponad 40 pracach, jakie ogłosił w latach 1922—1950 z zakresu aktynometrii, przeważają wyniki własnych i oryginalnie pomyślanych badań nad rozkładem i natężeniem promieniowania słonecznego na naszych ziemiach. Prace te mają zasadnicze znaczenie dla poznania i zrozumienia fizycznych warunków kształtujących klimat Polski i jej poszczególnych rejonów. Liczne prace, głównie doświadczone, poświęcił także E. Stenz limnoaktynometrii, badając natężenie i skład widmowy promieniowania słonecznego w wodach naszych jezior, w szczególności wielkich jezior na północnym wschodzie kraju. Dla poznania warunków biologicznych panujących w tych środowiskach prace E. Stenza posiadają trwałą wartość. Interesowały również E. Stenza zagadnienia geotermodynamiki: procesom parowania z powierzchni naturalnych zbiorników wodnych, wyznaczeniu gradientu geotermicznego w zewnętrznych partiach sko-

rupy ziemskiej poświęcił on jedno z ostatnich swych prac badawczych.

Osobny rozdział w działalności naukowo-badawczej E. Stenza zajmują jego prace z zakresu magnetyzmu ziemskiego. Rozpoczął je jeszcze w 1928 r. w Instytucie Geofizyki i Meteorologii Uniwersytetu Lwowskiego, a uwieńczył licznym szeregiem studiów ogłoszonych głównie w latach 1930—1936 (częściowo wspólnie z prof. H. Orkiszem), które dotyczyły rozkładu elementów ziemskiego pola magnetycznego w Karpatach i na ich Przedgórzu. Z punktu widzenia zastosowań metod badania magnetyzmu ziemskiego do zagadnień geologiczno-poszukiwawczych były to prace pionierskie. W latach następnych rozwinęły się one w tym kierunku bardzo szeroko.

Rozległość zainteresowań naukowych E. Stenza była bardzo duża. Obok publikacji z zakresu wymienionych wyżej dziedzin E. Stenz ogłosił szereg prac odnoszących się do zagadnień geofizyki poszukiwawczej, meteorologii, a nawet hydrologii. Ogółem od 1920 r. E. Stenz ogłosił drukiem około 250 rozpraw i prac naukowych, w tym kilka książek i podręcznik akademicki, nie licząc wielkiej ilości artykułów popularnonaukowych, recenzji itp.

Wybitnie utalentowany jako popularyzator E. Stenz często i chętnie chwycił za pióro, aby zwrócić się do szerszego kręgu czytelników i opowiedzieć o najnowszych postępach na polu swej specjalności. Jego popularnonaukowa książka pt. „Ziemia” (3. wyd. Warszawa 1956) długo jeszcze cieszyć się będzie zasłużoną poczytnością. Gruntowna znajomość przedmiotu, łatwość i swoboda przedstawiania nawet mało zorientowanemu czytelnikowi także i trudniejszych zagadnień, umiejętność wzniecania jego zainteresowania, pełen uroku język — stanowią o niepowседневnych walorach tej książki.

E. Stenz był zamiłowanym i doświadczonym podróżnikiem. W licznych wyprawach naukowych zbierał bogaty materiał obserwacyjny, który następnie opracowywał i ogłaszał z wzorową zawsze starannością. Jego wyostrzony zmysł obserwacyjny w połączeniu z zawsze czujnym sądem krytycznym nadają tym jego opracowaniom wysoką rangę naukową. W ten sposób ze spostrzeżeń i pomiarów wykonanych w czasie wyprawy do Argentyny powstały jego prace dotyczące rozkładu natężenia promieniowania ultrafioletowego w strefie równikowej. W ramach polskich wypraw dla obserwacji całkowitego zaćmienia słońca w 1927 r. (Laponia Szwedzka), 1936 r. (Syberia) i 1954 r. (Kaukaz), E. Stenz przeprowadzał studia i pomiary z zakresu optyki atmosfery. Przebywając w latach 1939—1947 w Afganistanie, gdzie zorganizował i kierował służbą meteorologiczną, podróżował wiele po tym mało zbadanym kraju. Studia nad sejsmicznością Afganistanu, przeprowa-

dzone przez E. Stenza w tym okresie, cytowane są w literaturze światowej.

Duże i trwałe są również zasługi E. Stenza w dziedzinie organizacji badań geofizycznych w Polsce. Jeszcze w młodości, bezpośrednio po uzyskaniu stopnia naukowego doktora filozofii, nader czynnie współdziałał przy założeniu Obserwatorium Morskiego w Gdyni. Organizując z ramienia Państwowego Instytutu Hydrologiczno-Meteorologicznego pierwsze w kraju Obserwatorium Wysokogórskie na Kasprowym Wierchu, wyposaża tę placówkę bogato i nowocześnie oraz inicjuje tam szereg badań naukowych. Możemy słusznie chlubić się tym jego dziełem. Katedra fizyki ziemi UW, również pierwsza w tej specjalności placówka uniwersytecka w kraju, zawdzięcza E. Stenzowi jako pierwszemu kierownikowi i organizatorowi rozwój swej działalności dydaktycznej i naukowej.

Poczynając od I Kongresu Nauki Polskiej, na którym był przewodniczącym Podsekcji Geofizyki i zastępcą przewodniczącego Sekcji Nauk o ziemi, E. Stenz czynnie współdziałał w zakresie swej specjalności w pracach naukowych i organizacyjnych prowadzonych przez Polską Akademię Nauk i przez liczne krajowe towarzystwa naukowe. Od chwili powołania do życia Komitetu Geofizyki PAN pełnił on obowiązki przewodniczącego tego Komitetu i z jego ramienia kierował redakcją kwartalnika *Acta Geophysica Polonica*. Był ponadto długoletnim prezesem Polskiego Towarzystwa Meteorologicznego i Hydrologicznego oraz czynnym członkiem szeregu towarzystw naukowych.

Cześć Jego pamięci!

Studium I. W. Kuzniecowa umieszczamy jako przykład krytyki ze stanowiska materializmu dialektycznego.

Redakcja

WARTOŚCIOWA PRACA Z HISTORII FIZYKI*)

W ostatnich latach ogólną uwagę zwróciła książka Maxa von Lauego pt. „Historia fizyki“. W krótkim czasie osiągnęła ona trzy niemieckie i jedno francuskie wydanie.**)

Zainteresowanie tą książką jest zupełnie zrozumiałe. Przede wszystkim przybliża nazwisko autora, który wiele zrobił dla rozwoju nauki fizycznej w ciągu ostatniego pięćdziesięciolecia. Max von Laue — profesor Uniwersytetu w Getyndze — jest jednym z najstarszych fizyków współczesnych, w oczach których dokonywała się na początku XX wieku rewolucja w naukach przyrodniczych, a wśród nich i w fizyce. O niej to właśnie pisał Lenin w słynnym dziele „Materializm i empiriokrytycyzm“. Wykrycie elektronu, promieniotwórczości, promieni Röntgena, kwantów energii, rozciągnięcie praw termodynamiki na promieniowanie elektromagnetyczne, stworzenie szczególnej teorii względności i jednocześnie nieuchronne łamanie starych pojęć w nauce i powstanie nowych pojęć teoretycznych — oto najważniejsze etapy tej rewolucji.

Twórczość naukowa Maxa von Lauego w sposób istotny jest związana z problemami, rozwiązanie których uwarunkowało zasadniczą przebudowę nauki.

Po odkryciu promieni Röntgena i ich właściwości, które olśniły wyobraźnię współczesnych, powstało pytanie o charakterze tego nowego, zagadkowego promieniowania. Czy promienie Röntgena można zaliczyć do tego samego rodzaju zjawisk fizycznych, co promieniowanie elektromagnetyczne, czy też nie? Czy mogą one ulegać dyfrakcji i interferencji na wzór promieni świetlnych, czy też nie posiadają właściwości falowych? Wszystkie te problemy nabrały ogromnego znaczenia.

Wbrew poglądom szeregu wybitnych uczonych Max von Laue wysunął przypuszczenie o falowym charakterze promieni Röntgena i pogląd o możliwości ich interferencji w siatce przestrzennej kryształu. Wykonane przez W. Friedricha i P. Knippinga w roku 1912 doświadczenia w pełni potwierdziły to przypuszczenie. Już po ukazaniu się pierwszych publikacji z wynikami prac eksperymentalnych Laue rozpracował teorię interferencji promieni Röntgena w krysz-

*) Przekład artykułu z czasopisma *Коммунист* nr 12, 1955. Tłumaczyła H. Majewska.

***) Max von Laue, „Die Geschichte der Physik“; dritte, durchgesehene Auflage, 1950, Athenäum — Verlag Bonn; s. 164. Max von Laue, „Histoire de la Physique“, Paris, p. 198. Wszystkie odsyłacze odnoszą się do trzeciego niemieckiego wydania — uwaga autora. W 1956 r. ukazał się przekład rosyjski — uwaga tłumacza.

tałach, która co prawda, jak wiemy obecnie, jest teorią przybliżoną, lecz niemniej jednak potwierdzoną przez doświadczenie. Teoria ta została później uściślona przez szereg uczonych. W szczególności pod uwagę był wzięty fakt, ignorowany w teorii pierwotnej, że atomy kryształu znajdują się w stałym ruchu „cieplnym“. W ten sposób sprecyzowaną teorię interferencji w kryształach nazwano „teorią dynamiczną“. Okazała się ona niezwykle istotną dla następnego etapu rozwoju fizyki, gdy wykryto falowe właściwości elektronów i zaistniała potrzeba wyjaśnienia mechanizmu ich interferencji w siatkach przestrzennych substancji krystalicznych. Ostateczną postać „dynamicznej teorii“ nadał również Laue. Specyficzny obraz interferencyjny otrzymany w rezultacie przejścia promieniowania Röntgena o widmie ciągłym przez monokryształ, nazywają obecnie „dyfrakcyjnym obrazem Lauego“. Znalazł on szerokie i efektowne zastosowanie w badaniach struktury kryształów. Jest to jeden cykl prac Lauego. Drugi dotyczy teorii względności powstałej w r. 1905. Już w sześć lat później, na długo przed uznaniem jej przez szerokie koła naukowe, M. Laue podał pierwszy uogólniony wykład tej teorii. Znakomicie napisana książka Lauego na temat teorii względności odegrała ważną rolę w ugruntowaniu nowych wyobrażeń o przestrzeni i czasie, o prawach ruchów materii odbywających się z prędkościami porównywalnymi z prędkością światła. Praca ta — to aktywny uczestnik walki o nowe pojęcia w fizyce w okresie jej rewolucyjnego przeobrażania się w początkach wieku XX.

W tym czasie termodynamika i optyka stały się na tyle obszernymi i ważnymi gałęziami fizyki, że — jak obrazowo wyraził się Laue w swej „Historii fizyki“ — „od ich zbratania mogło zrodzić się dziecię przeznaczone dokonać największej rewolucji w fizyce“. Dziecię to — kwantowa teoria promieniowania — narodziło się i rewolucja rzeczywiście dokonała się. Laue przyczynił się swymi pracami do połączenia termodynamiki z optyką, które to połączenie przyniosło cenne wyniki w poznawaniu świata. W r. 1906 zastosował on prawa termodynamiki i pojęcie entropii do spójnych wiązek światła, otrzymanych z tego samego promienia na drodze jego rozdzielania przy pomocy zjawisk odbicia i załamania. Przy tym Laue wykazał odwracalność takiego rozdzielania: całkowita entropia spójnych promieni równa się entropii wiązki pierwotnej, z której one powstały. Jest to trzeci z kolei cykl prac M. Lauego, które pozostawiły wyraźny ślad w historii nauki.

Omawiana książka Lauego ujmuje swą zwięzłością i jednoczesną obfitością materiału faktycznego, przejrzystością i prostotą stylu, co czyni ją dostępną szerokim kręgom czytelników interesujących się historią nauki. Dodatkłą cechą tej pracy jest to, że w przeciwieństwie do wielu innych dzieł jest ona poświęcona głównie historii fizyki współczesnej. Chociaż Laue nawiązuje do starożytności, do twórczości Arystotelesa, Archimedeasa i innych uczonych zamierzałej przeszłości, główną uwagę poświęca ostatniemu stuleciu w rozwoju fizyki.

W ten sposób książka ta doprowadza nas bezpośrednio do tego stanu fizyki, w jakim znajduje się ona obecnie.

„Historia fizyki“ Lauego ma też i inne zalety, które czynią z niej niecodzienne zjawisko w literaturze zachodniej poświęconej historii nauki. Należy powiedzieć o niej dokładniej.

Ogólnym fundamentem, na którym Laue opiera swoje pojmowanie historii fizyki, jest głębokie przekonanie o obiektywnej realności świata zewnętrznego oraz wszystkich ciał i zjawisk badanych przez fizykę.

Dobrze wiadomo, że wśród wielu wybitnych fizyków zachodnich rozpowszechniony jest fałszywy pogląd, jakoby atomy i cząstki elementarne są „niezupełnie realne“ lub nawet są zupełnie „nierealne“; jakoby stanowią one jedynie „umowne symbole matematyczne“ wprowadzone w celu systematyzacji danych doświadczalnych. W przeciwieństwie do tego Laue jasno i zdecydowanie uznaje pełną i bezwarunkową realność zarówno atomów, jak i cząstek elementarnych.

Pod względem realności nie różnią się one niczym od innych ciał świata materialnego. „Nie tylko atomy, stanowiące złożone twory, ale i cząstki elementarne — pisze on — są w pełni realne, podobnie jak i inne przedmioty świata zewnętrznego“ (str. 17).

Konsekwentne uznanie obiektywnej realności świata zewnętrznego siłą rzeczy pociąga za sobą uznanie prawdy obiektywnej dostarczanej przez naukę.

Laue uznaje prawdę obiektywną, obiektywną wartość wiedzy naukowej, i w omawianej pracy wytrwale dąży do wykazania słuszności tego poglądu. Jak zaznacza Laue, przekonanie o obiektywnej prawdzie wiedzy naukowej wywołuje sprzeczności ze strony pewnych „kierunków teoretyczno-poznawczych“. Na czym więc próbują oprzeć się te kierunki uzasadniając będący nie do przyjęcia dla autora pogląd, jakoby wiedza naukowa jest w całości konwencjonalną, umowną subiektywnością? Przedstawiciele tych kierunków doszukują się argumentów w faktie, że często jedne teorie fizyczne zastępują inne. Laue odrzuca te argumenty jako nieprawdziwe; zmiana teorii fizycznych, podkreśla on, wcale nie wyklucza tego, że zawierają one „spore jądro obiektywnej, wolnej od ludzkich dodatków prawdy“ (str. 15).

Teorio-poznawcze kierunki negujące prawdę obiektywną istniały przedtem, istnieją i obecnie. Szczególnie rozpowszechniły się one, wskazuje Laue, w ostatnim czasie. Dlaczego tak się stało? Laue daje odpowiedź świadcząca o jego przenikliwości, o umiejętności rozpatrywania zagadnień teoretycznych w powiązaniu z zagadnieniami społecznymi. Przyczyny wzmózonego rozpowszechnienia się idealistycznej teorii poznania dopatruje się on w „propagandzie politycznej“.

Idealizm w swej istocie zaprzecza obiektywnej treści nauki. Nauka zaś całkowicie odrzuca idealistyczny punkt widzenia. Oderwanie świadomości od materii i przekształcenie świadomości w „byt samodzielny“ — ten charakterystyczny dla wszystkich koncepcji idealistycznych pogląd powstaje wskutek decydującego wpływu przyczyn społecznych. Takie oderwanie nieuchronnie prowadzi do zaprzeczenia obiektywnej wartości nauki. W przeciwieństwie do tego, materialistyczna teoria poznania jest w pełni zgodna z nauką, jest potwierdzana i umacniana przez wszystkie jej osiągnięcia. Charakterystyczny dla materializmu pogląd o obiektywnej prawdziwości nauki Laue słusznie wywodzi z samej istoty danych naukowych, z historii poznania obiektywnego świata zewnętrznego. Pogląd ten nie jest narzucany nauce przemocą od zewnątrz, lecz wypływa z niej samej i odpowiada jej duchowi i treści.

W historii nauk fizycznych, wskazuje Laue, niejednokrotnie powtarza się następujące zjawisko: zupełnie różne teorie, wysunięte przez różne szkoły i traktujące różne dziedziny zjawisk, rozpatrywane jako nie mające ze sobą nic wspólnego, pewnego pięknego dnia nagle zbliżają się i zlewają tworząc jednolitą całość. Dlaczego tak się dzieje? Dlatego, odpowiada Laue, że w teoriach tych bez względu na subiektywne sądy ludzi jest coś wspólnego, jądro prawdy obiektywnej, które nie zależy od ludzi, od ich woli, pragnień i dążeń. „Połączenie tych teorii należałoby uważać za cud“ (str. 15) — podkreśla Laue — gdyby nie było w nich tego jądra prawdy obiektywnej.

Analizując rozwój najważniejszych dziedzin fizyki, Laue wszędzie znajduje fakty podobnego zlewania się teorii, wytrwale wskazuje na te fakty czytelnikowi podkreślając ich znaczenie teorio-poznawcze jako dowodów obiektywnej prawdziwości nauki. Jako o jednym z najważniejszych wydarzeń tego rodzaju, mówi on o zlaniu się teorii elektryczności i światła, które dokonało się w rezultacie rozwoju idei Faradaya i Maxwella. „To zupełnie naturalne połączenie dotąd całkowicie niezależnych teorii światła i elektrodynamiki — pisze Laue — jest, być może, największym z tych wydarzeń, na które wskazywano we wstępie jako na dowód prawdziwości fizycznego poznania“ (str. 48).

Nadszedł czas, kiedy atomistyczna teoria kryształów i falowa teoria promieni Röntgena połączyły się. Przyczyny tego zjawiska są te same, jest to, powiada Laue, „jedno z tych zdumiewających wydarzeń, które nadają fizyce jej siłę przekonywającą“ (str. 132). Śledząc historię termodynamiki i optyki Laue doprowadza czytelnika do momentu ich połączenia się; i znów reasumuje: „Jest to jedno z tych wydarzeń, które dowodzą prawdziwości fizyki“ (str. 137). Laue zwraca uwagę czytelnika na teorio-poznawcze znaczenie ścisłego związku między chemią a teorią kwantową, który ustalili się w ciągu ostatnich dziesięcioleci (str. 144—145).

Argumenty na korzyść uznania prawdy obiektywnej w fizyce Laue znajduje również w faktach potwierdzających przewidywania nauki. Jako przykład śmiałego naukowego przewidywania wskazuje otrzymanie energii atomowej. Podkreśla przy tym, że samo przewidzenie możliwości łańcuchowej reakcji jądrowej opierało się na uznaniu prawdy obiektywnej. „Z fizycznego punktu widzenia, pisze Laue, dokonuje się tu największego eksperymentu, jaki kiedykolwiek przeprowadzali ludzie. Było to znakomite potwierdzenie śmiałego naukowego przypuszczenia opartego na przekonaniu o obiektywnej prawdziwości fizyki“ (str. 126).

Oczywiście, do tych argumentów przemawiających za uznaniem prawdy obiektywnej i przeciwko „konwencjonalnemu“ (subiektywnemu) pojmowaniu teorii fizycznych wiele można by dodać. Dla nas jednak istotny jest sam fakt walki Lauego z subiektywizmem.

Jak wskazywał Lenin, — uznawać prawdę obiektywną — znaczy stać na pozycji materialistycznej teorii poznania. Każdy komu są bliskie interesy nauki nie może nie stwierdzić tego faktu z wielką satysfakcją.

Stanowisko Lauego w ogólnoteoretycznych zagadnieniach fizyki nie jest przypadkowe, zajmuje on je od wielu lat. Obok szeregu wybitnych fizyków, obok swego nauczyciela Plancka, Laue należy do tej grupy uczonych, którą znany fizyk niemiecki Born nazwał „zrzedami“.

Niejednokrotnie zabierali oni głos w obronie zasad przyczynowości, wypowiadając się przeciwko próbom wprowadzenia do fizyki współczesnej indeterministycznych poglądów, na podstawie fałszywego pojmowania statystycznego charakteru mechaniki kwantowej. A przecież powszechnie wiadomo, że zagadnienie przyczynowości jest jednym z najważniejszych zagadnień, według których można sądzić o poglądach filozoficznych tego lub innego uczonego. Subiektywne traktowanie przyczynowości jest idealizmem filozoficznym. Uznanie obiektywnego charakteru przyczynowości, uznanie jej poznawalności — jest materializmem.

Szereg słusznych i głębokich myśli wypowiada Laue na temat związku nauki z praktyką. Idealiści przedstawiają powstanie i rozwój nauki, jako rezultat „samoruchu ducha“; jako produkt „twórczej aktywności ducha“, tworzącego naukę z siebie samego, bez związku z rzeczywistością materialną, z praktycznymi

zadaniami życia społecznego. Laue nie podziela tego poglądu. Ten pogląd jest mu obcy.

Nic dziwnego: uznanie obiektywnej rzeczywistości świata zewnętrznego i obiektywnej prawdziwości wiedzy naukowej nie daje się pogodzić z idealizmem w kwestii powstawania i rozwoju nauki.

Ze wszystkich dziedzin fizyki najwcześniej ukształtowała się mechanika, a w mechanice jako pierwsza powstała statyka. Czym to się tłumaczy? „Jak już wspomnieliśmy — pisze Laue — nauka o równowadze — statyka sięga zamierzchłych czasów. Praktyczne znaczenie, które mają dla zastąpienia ciężkiej pracy fizycznej dźwignia, śruba, równia pochyła i wielokrążek powołało statykę do życia“ (str. 20). Laue wskazuje, że wysunięte przez praktykę zadanie stworzenia komunikacji wodnej i powietrznej stanowiło bodziec do badań z dziedziny cieczy i gazów. Rozwiązaniu tego zadania poświęcili swe obszerne badania Rayleigh, Reynolds i Prandtl (str. 26). Praktyczne potrzeby posuwały naprzód również akustykę. Wynalezienie telefonu, który znalazł różnorodne zastosowanie w praktyce postawiło przed akustyką nowe, wielkie zadania. Potrzeby techniki wojennej w okresie I wojny światowej — pisze Laue — pobudzały do rozpracowywania zagadnień przekazywania dźwięku przy pomocy fal elektrycznych, tzn. radia; konieczność obrony przed łodziami podwodnymi pchnęła naprzód zbadanie i wykorzystanie ultradźwięku (str. 33).

Szkoda, że Laue pominął niektóre ważne przykłady oddziaływania potrzeb praktycznych produkcji i techniki na rozwój nauki. Ogólnie jednak biorąc jego punkt widzenia w tej sprawie jest wyraźny: praktyka jest źródłem powstawania nauk; posuwa ona naprzód myśl naukową stawiając przed nią coraz to nowe zadania; jednocześnie technika uzbraja naukę w nowe narzędzia badań, „stale rozszerzając eksperymentalne możliwości fizyki. Utworzenie współczesnego instytutu fizyki byłoby zupełnie niemożliwe bez szerokiej pomocy ze strony techniki“ (str. 12). Laue podkreśla też inną stronę stosunku wzajemnego pomiędzy nauką i techniką, między nauką a życiem społeczeństwa: poprzez zastosowanie w technice, jak również dzięki ogólnym ideom nauka wywiera potężny wpływ na wspólny sposób życia zarówno pojedynczych ludzi, jak i narodów „wskutek czego również i historii politycznej nie można zrozumieć bez uwzględnienia tych wpływów“ (str. 9).

Dla historii poznania przyrody ważne jest nie tylko zagadnienie wzajemnego stosunku między nauką a techniką, lecz także stosunków wzajemnych różnych nauk. Zatrzymując się nad tą sprawą Laue wysuwa szereg w pełni słusznych tez. W ogólnej formie mówi o związku jaki zachodzi między fizyką a astronomią, chemią, mineralogią. Dokładniej rozpatruje ścisły związek między fizyką a matematyką. „Matematyka — mówi Laue — stała się intelektualnym narzędziem fizyki; jedynie ona daje możliwość ściśle naukowego wyrażenia poznanych praw przyrody“. Zdobywcze fizyki są ściśle związane z osiągnięciami matematyki i „odwrotnie, problemy fizyczne, wysunięte przez fizyków warunkowały postęp matematyki (str. 11). Te rozważania faktycznie są skierowane przeciwko tym, którzy odrywają matematykę od przyrodoznawstwa, doświadczenie od praktyki, którzy widzą w matematyce pewien aprioryczny schemat pojęć, kierowany przez tajemniczą „logikę samoruchu“.

Szczególnie ciekawe są poglądy Lauego na stosunek fizyki do filozofii oraz jego ocena filozoficznych wystąpień niektórych badaczy przyrody. Przede wszystkim Laue zwraca uwagę na tę właściwość rozwoju fizyki, że w zaraniu tej nauki „pracowali nad nią ludzie, których przede wszystkim znamy jako filozofów“

(str. 11). Wymienia on Descartes, Leibniza, Kanta (chodzi o prace Kanta z dziedziny kosmogonii). „Później działo się raczej odwrotnie: fizycy i chemicy występowali z pracami filozoficznymi“, przeważnie z teorii poznania.

Laue pisze: „Nie ulega wątpliwości, że osiągnięcia przyrodoznawstwa wywierały silny wpływ na wszystkich wybitnych filozofów“ (str. 11). Jest to w pełni słuszne. Błędny jest pogląd, jakoby filozofia była jakąś nauką nauk, szybującą gdzieś ponad wszystkimi innymi naukami, absolutnie nie uzależnioną od nich i dyktującą swe „pozadoświadczałne prawa“ wszystkim innym naukom. Prawdziwie naukowa filozofia znajduje się w nierozzerwalnym związku z przyrodoznawstwem, opiera się na nim, wzbogaca się i rozwija wraz z jego osiągnięciami. Jak podkreślał jeszcze Engels rozważając rozwój filozofii od zarania jej historii do powstania materializmu dialektycznego „w ciągu długiego okresu od Descartes do Hegla i od Hobbesa do Fieberbacha parła filozofów naprzód bynajmniej nie sama tylko siła czystej myśli, jak im się to wydawało. Przeciwnie. W rzeczywistości popędzał ich właściwie potężny postęp nauk przyrodniczych i przemysłu pracy coraz szybciej i burzliwiej naprzód“.*)

Jak zaznacza Laue w XIX wieku wśród badaczy przyrody zrodziła się stanowcza opozycja skierowana przeciwko idealistycznej filozofii Hegla.

Opozycja ta była w pełni uzasadniona, ponieważ filozofia Hegla odmawiała nauce doświadczałnej prawa istnienia; jednakże, jak z ubolewaniem stwierdza Laue, opozycja ta niesłusznie rozciągnęła się na całą filozofię w ogóle i doszła nawet do negacji każdej teorii w przyrodoznawstwie. Laue uważa to za błędne. Bez ścisłego związku przyrodoznawstwa z prawdziwie naukową filozofią, bez ich sojuszu niemożliwy jest owocny rozwój nauki. Empiryzm negujący myśl teoretyczną, pozytywizm usiłujący oderwać przyrodoznawstwo od filozofii, dążący do przeciwstawienia ich sobie i do likwidacji filozofii — wyrządza wielką szkodę poznaniu naukowemu.

Mówiąc o fizykach, którzy występowali z pracami filozoficznymi, Laue wymienia Helmholtza, Macha i Poincarę. Wiadomo, jak szeroko rozpowszechnione są we współczesnej zagranicznej, filozoficznej i naukowo-przyrodniczej literaturze twierdzenia o rzekomo wybitnym znaczeniu prac filozoficznych Macha i Poincarę. Często reklamuje się ich jako twórców systemów filozoficznych, które rzekomo otwarły nową erę w rozwoju myśli filozoficznej, w opracowaniu teoretycznych podstaw przyrodoznawstwa. Szereg uczonych ogłasza się za ich uczniów z dziedziny filozofii. Na przekór temu Laue trzeźwo i sceptycznie ocenia prace filozoficzne wspomnianych fizyków. „Niech będzie mi przebaczone — pisze on — jeżeli powątpiewam w to, czy wszyscy oni posiadali konieczne filozoficzne przygotowanie do owocnej pracy (str. 11).“

Wątpliwości Lauego są uzasadnione. Jak wykazał Lenin jeszcze w 1909 r. poglądy filozoficzne Macha i Poincarę nie wytrzymują krytyki naukowej. Są one pogmatwane, niekonsekwentne i stanowią mieszaninę urywków odrzuconych przez naukę systemów idealistycznych (w szczególności systemu Berkeleygo) jedynie przyodzianych w nową, quasinaukową terminologię.

Pomimo, że Laue poświęca dziełom filozoficznym Macha i Poincarę zaledwie kilka wierszy, jego wyrok jest jasny: w dziedzinie filozofii u tych autorów nie można się czegokolwiek nauczyć. „Energetykę“ Ostwalda ocenia

*) Marks, Engels „Dzieła wybrane“ — „Ludwik Feuerbach i zmierzch klasycznej filozofii niemieckiej“, tom II, 1949, s. 354.

Laue zdecydowanie negatywnie. Zalicza ją wprost do rzędu tych błędów w nauce, które nieuchronnie muszą zniknąć i uważa ją za już nieistniejącą (str. 98). Niestety, Laue nie dostrzega tego, że niektórzy usiłują odrodzić „energetykę“ w naszych czasach w nowej postaci, wypaczając prawo wzajemnego związku między masą i energią: $E = mc^2$.

Jednym z ważniejszych wniosków, do których dochodzi Laue śledząc rozwój fizyki aż do naszych dni, jest wniosek o fundamentalnym znaczeniu prawa zachowania i przemiany energii dla poznania przyrody. Prawo to Laue uważa za powszechne prawo, które nigdzie nie zna żadnych wyjątków. Słusznie nazywa je „kamieniem węgielnym całego przyrodoznawstwa“ (str. 98). Stanowcza, jasna, naukowo uzasadniona pozycja Lauego jest przeciwstawna poglądom niektórych znanych fizyków zagranicznych, niejednokrotnie w ostatnim dziesięcioleciu usiłujących — ma się rozumieć bezskutecznie — obalić to prawo, nie wiedząc, że tym samym podnoszą rękę na podstawę całej nauki o przyrodzie. Laue widzi doskonale ścisły związek podstaw przyrodoznawstwa z prawem zachowania i przemiany energii.

Wiadomo, że prawo zachowania podlega nie tylko energia, ale i szereg innych wielkości fizycznych, w szczególności ładunek elektryczny. Opierając się na doświadczeniu historii Laue podkreśla znaczenie znalezienia wielkości podporządkowanych takim czy innym prawom zachowania: „Poszukiwania stałych ilości są nie tylko uzasadnionym, ale i w największym stopniu doniosłym kierunkiem badań. Kierunek ten stale był broniony w fizyce“ (str. 95—96).

Istnienie w nauce takich praw zachowania niektórych wielkości nie jest przypadkowe. Nie są one dowolną konstrukcją umysłu: znajdują w nich odbicie wielkie prawa zachowania materii i ruchu. Właśnie na ich podstawie staje się możliwe naukowe przewidywanie, potwierdzane przez doświadczenie wnioskujące o prawidłowości poszczególnych zjawisk.

Rozpatrując rozwój fizyki, Laue dąży do wykazania konieczności prawidłowych stosunków wzajemnych pomiędzy doświadczeniem i teorią, konieczność głębokiego uświadomienia sobie roli, jaką odgrywają doświadczenie i teoria w rozwoju wiedzy naukowej. Praca jest obficie zaopatrzona w fakty doświadczalne. Autor prowadzi czytelnika od jednego do następnego uogólnienia; opierając się na danych doświadczalnych ukazuje decydującą rolę eksperymentu w powstawaniu teorii. Obok tego, Laue dąży do wykazania, że doświadczenia, eksperymentu nie można traktować jednostronnie. Eksperyment i teoria w nauce są organicznie powiązane i badacz w oderwaniu od prawidłowej teorii może okazać się pozbawionym możliwości zebrania koniecznego materiału doświadczalnego. W świetle różnych teorii jeden i ten sam materiał doświadczalny nabiera różnego znaczenia i sensu. Laue powiada, że bez systemu Kopernika „nie zostałyby odkryte prawa Keplera“ (str. 74), czyli nie zebrano by wyjściowych materiałów doświadczalnych, które posłużyły później za punkt oparcia dla teorii ciężenia. Bardziej szczegółowo Laue omawia historię doświadczenia Fizeau z rozchodzeniem się promienia świetlnego w poruszającym się ośrodku. Przez dłuższy czas doświadczenie to rozpatrywano z punktu widzenia falowej teorii światła, jako dowód istnienia eteru, przenikającego wszystkie ciała, lecz nie uczestniczącego w ich ruchu. Z powstaniem teorii względności zaczęto uważać to doświadczenie za świadectwo istnienia nowego prawa dodawania się prędkości i nieistnienia nieruchomego eteru. „W ten sposób — reasumuje Laue — historia doświadczenia Fizeau jest pouczającym przykładem tego, jak wielką rolę w wyjaśnieniu każdego doświadczenia odgrywają elementy teoretyczne; nie można ich pominąć i oddzielić od niego. I jeżeli późniejsze teorie zmieniają się, to

doświadczenie staje się ze zdumiewającego dowodu jednej tezy równie silnym argumentem na dowód tezy przeciwstawnej do poprzedniej“ (str. 79—80).

Mimo woli przychodzą tu na myśl wskazania Lenina o konieczności dialektycznego podejścia do kryterium praktyki. Lenin podkreślał, że kryterium praktyki jest dostatecznie określone po to, aby w każdej chwili móc odróżnić chimere od prawdziwej rzeczywistości, wymysł od tezy naukowej. Lecz nie jest ono pewne na tyle, aby raz na zawsze, w sposób ostateczny i zupełny potwierdzić lub odrzucić to lub inne twierdzenie nauki. Laue zbliża się tu do tej głębokiej myśli Lenina wypowiedzianej w „Materializmie i empirokrytycyzmie“.

Chciałoby się zwrócić uwagę jeszcze na jedno ważne stwierdzenie zawarte w pracy Lauego. Chodzi tu o rolę szeregowych naukowców w rozwoju fizyki. Rysując obraz rozwoju fizyki, historyk nieuchronnie zmuszony jest mówić tylko o najbardziej wybitnych odkryciach, o teoriach, które odegrały najistotniejszą rolę w rozwoju fizyki. Historyk wspomina tylko o szczytach badań naukowych i tylko o tych uczonych, którzy te szczyty zdobyli. W cieniu pozostają tysiące skromnych badaczy, z poświęceniem służących nauce. Czy trud ich był zbędny i daremny? W żadnym wypadku! Laue podkreśla, że praca ich jest koniecznym warunkiem rozwoju fizyki, bez którego nie osiągnęłaby ona dzisiejszego wysokiego poziomu. Słusznie mówi on, że fizykę nie można uważać za wynik działalności poszczególnych wybitnych uczonych — jest ona owocem kolektywnej pracy. „Tylko wspólny trud wielu uczonych — pisze Laue — zapewnił konieczną kompletność obserwacji i obliczeń oraz ciągłość postępu; tylko różnorodność zainteresowań i talentów zapobiegła temu, aby badanie odbywało się w niewielu określonych kierunkach; trud wielu był i jest konieczną przesłanką powstania wybitnych a nawet genialnych odkryć. Fizyka, przynajmniej od końca XVII wieku, jest owocem pracy kolektywnej. Jest to fakt historyczny“ (str. 14).

Mówiliśmy o zaletach książki Lauego. Do tego co zostało powiedziane można by byłoby dodać jeszcze trafną ocenę przez niego niektórych idei fizycznych, które wywalczyły sobie nareszcie ogólne uznanie; np. idea interferencji, należąca według słów Lauego „do rzędu najbardziej cennych wkładów do fizyki“ (str. 45); idea Boltzmanna o związku między entropią a prawdopodobieństwem — „jedna z najgłębszych myśli w całej fizyce“ (str. 110). W książce słusznie potraktowana jest nieuchroność klęski mechanistycznego poglądu na przyrodę itd.

Lecz w „Historii fizyki“ są również braki. Autor zbudował swoją książkę na wzór zbioru poszczególnych szkiców z historii różnych dziedzin fizyki współczesnej — mechaniki, teorii ciężenia, optyki, elektrodynamiki, termodynamiki, atomistyki, fizyki kryształów itp. Faktycznie zrezygnował on z próby ukazania historii fizyki jako procesu jednolitego, w którym fizyka przechodzi od jednego do drugiego etapu jej rozwoju jako pewna całość o charakterystycznych dla niej cechach, właściwych każdej epoce historycznej, kładących wyraźne znamię na wszystkie jej dziedziny, jakkolwiek różniłyby się one między sobą.

Gdy Newton opracował podstawy mechaniki klasycznej, było to wydarzeniem nie tylko w mechanice, ale i we wszystkich innych gałęziach fizyki: nauka o elektryczności, podobnie jak i optyka, przez długi czas rozwijała się pod decydującym wpływem idei mechaniki. Gdy powstała elektrodynamika Faradaya — Maxwella, odbiło się to i w innych dziedzinach fizyki i cała ona nabrała wówczas innego charakteru, niż fizyka poprzedniego okresu. Zupełnie podobnie odkrycie kwantów energii zapoczątkowało nową epokę w fizyce i poruszyło w ten czy inny sposób wszystkie jej działy.

Niestety, Laue nie wyodrębnia takich okresów w rozwoju fizyki jako całości, nie ukazuje istotnych różnic fizyki jako nauki jednolitej na różnych stopniach jej rozwoju. To jest pierwsza uwaga.

Druga sprawa, na którą należałoby wskazać to pewne nieścisłości w oświetlaniu wkładu poszczególnych uczonych do rozwoju fizyki. Np. mówiąc o odkryciu prawa zachowania masy autor wymienia nazwisko A. Lavoisiera. W najmniejszym stopniu nie chcemy pomniejszać roli Lavoisiera w poznaniu przyrody, lecz aby uczynić zadość sprawiedliwości należy powiedzieć, że na długo przed Lavoisierem rosyjski uczyony Łomonosow podał ścisły, doświadczalny dowód zachowania masy w reakcjach chemicznych, a wyniki jego badań były ogłoszone w wydawnictwach dobrze znanych w Europie. Laue pisze, że Davy w 1811 r. przy pomocy dwóch tysięcy ogniw odkrył łuk elektryczny. Jednakże w rzeczywistości jako pierwszy otrzymał łuk elektryczny rosyjski uczyony akademik Pietrow jeszcze w roku 1802, przy pomocy najbardziej potężnego w owym czasie źródła prądu stałego. Prace Pietrowa były ogłoszone w 1803 roku. Słusznie podkreślając wagę idei ruchu energii, Laue wymienia jedynie nazwisko Poyntinga, mimo że do opracowania tej idei dużego wkładu dokonał jeszcze przed Poyntingiem rosyjski fizyk N. A. Umow. Wśród poprzedników K. Mayera, który odkrył prawo zachowania i przemiany energii, autor nie wymienia H. Hessa, który stwierdził prawo stałości sumarycznego ciepła wydzielanego w reakcjach chemicznych przeprowadzających substancję z jednego stanu chemicznego w drugi. Nieściśle wskazana jest data wykonania doświadczenia P. N. Lebediewa nad zmierzeniem ciśnienia światła: w rzeczywistości doświadczenie wykonano w r. 1899 a nie, jak pisze Laue, w 1901 r. i wyniki tego doświadczenia były opublikowane w prasie naukowej. Nie możemy zgodzić się z sądem autora, który twierdzi, że L. Mayer w pełni dzieli z Mendelejewem honor odkrycia periodycznego układu pierwiastków chemicznych.

Laue odmawia pozytywnej oceny całej literaturze fizycznej z atomistyki, która ukazała się do 1800 r., robiąc wyjątek jedynie dla zapomnianego artykułu Daniela Bernoulliego. Nie jest to sprawiedliwe. Gdyby autor znał prace Łomonosowa z atomistyki, z pewnością szczegółowo powiedziałby o nich. W pracach tych wnikliwie rozpracowana jest teoria ciepła; na podstawie pojęcia o ruchu mikroskopijnych cząstek materii, wprowadzone jest pojęcie najniższej możliwej temperatury (czyli faktycznie: zera bezwzględnego); w sposób jasny i wyraźny, po raz pierwszy w nauce rozróżniane są atomy i cząsteczki (według terminologii Łomonosowa — „pierwiastki“ i „korpuskuły“). Te prace Łomonosowa były opublikowane w wydawnictwach naukowych, dyskutowane w Petersburskiej Akademii Nauk, oraz w prasie zagranicznej. Nie miałyby sensu wylizywanie innych tego rodzaju nieścisłości, które wkrały się do książki Lauego. Należy życzyć jej autorowi usunięcia ich w następnym wydaniu dzieła.

Niektóre braki pracy związane są z nieprawidłowym i niekonsekwentnym rozumieniem prawa wzajemnego związku między masą (m) i energią (E): $E = mc^2$. Laue nazywa go „prawem bezwładności energii“, jak gdyby sama energia jako taka posiadała bezwładność. W rzeczywistości, bezwładność posiada ten obiekt materialny, który posiada i masę i energię. Braki w terminologii autor częściowo prostuje, wskazując na to, że dane prawo najczęściej jest stosowane w następującym sformułowaniu: „Masa ciała równa się jego energii podzielonej przez kwadrat prędkości światła“. W tym sformułowaniu widać, że masa i energia to różne rzeczy, jednakże nie oderwane od siebie, lecz powiązane wzajemnie; sformułowanie to pokazuje również, że bezwładność jest to właściwość obiektu

materiałnego nie zaś energii. Jednakże Laue popełnia bardziej istotny błąd, twierdząc, że podczas przemiany elektronu i pozytonu w kwanty-gamma masa ich zamienia się w energię (str. 118). W innym miejscu twierdzi on nawet, że „elektron i pozyton mogą całkowicie zamieniać się w energię“ (str. 100). Przede wszystkim rzuca się w oczy fakt, że dwa te stwierdzenia nawzajem przeczą sobie. Jeżeli w pierwszym przypadku jest powiedziane, że masa (jedna z własności obiektu materialnego) zamienia się w energię, to w drugim — że elektrony i pozytony (czyli same obiekty materialne) zamieniają się w energię. Nie ma żadnych podstaw do utożsamiania masy z obiektami materialnymi. Zresztą widocznie Laue wcale nie stoi na takim stanowisku: w każdym bądź razie nigdzie nie próbuje on udowodnić tej tożsamości. Czy elektrony i pozytony mogą przemieniać się w energię? Nie ma żadnych danych, które potwierdzałyby taki pogląd.

Elektrony i pozytony zamieniają się w kwanty-gamma — lecz te ostatnie nie są energią, lecz cząstkami materialnymi posiadającymi energię. W innym miejscu swej książki Laue mówi o materialnym charakterze pola elektromagnetycznego, nazywając je „samodzielną fizyczną rzeczywistością“, a nie zwykłą zmianą (ruchem) eteru z poprzedniej teorii.

Jak już powiedzieliśmy wyżej Laue uważa „energetykę“ Ostwalda za błędną. Współcześni „fizyczni“ idealisci usiłują odrodzić ten błąd wyzyskując wszelką niejasność i niekonsekwencję w interpretacji prawa wzajemnego związku między masą i energią. Laue nie widzi tego niebezpieczeństwa. Dlatego też bezkrytycznie wykorzystał on szeroko rozpowszechnioną w literaturze zagranicznej zamiatwaną terminologię i nawet w pewnej mierze przejął błędne pojęcia.

Zatrzymajmy się na zakończenie jeszcze na dwu twierdzeniach Lauego. Jedno z nich dotyczy czasu, drugie istoty definicji naukowych. Przystępując do wyjaśnienia kwestii mierzenia czasu autor mówi: „Kant w każdym bądź razie miał rację, kiedy przedstawił czas, jako utrwaloną przez umysł ludzki formę postrzeżenia“ (str. 16). Lecz gdyby Kant miał rację, czas zatraciłby jakąkolwiek treść obiektywną. Jednakże czas istnieje nie w naszej świadomości a poza nią i stanowi obiektywno-realną formę bytu materii, która odzwierciedla się w naszej świadomości w postaci mniej lub więcej prawdziwego wyobrażenia o czasie. Faktycznie w dalszym wykładzie Laue nie trzyma się poglądu Kanta i mówi o czasie jako o czymś obiektywnym, leżącym poza sferą naszej świadomości i postrzeżeń. Właśnie w ten sposób traktuje on przekształcenia czasu i przestrzeni Lorentza. Później wspominając o pomiarach przestrzeni Laue stwierdza, że „podlega ona naszej obserwacji“, czyli jest zewnętrzną w stosunku do obserwacji, świadomości.

Przy sposobności, nie roztrząsając dokładnie istoty sprawy, Laue zastanawia się nad tym, co to są definicje naukowe. Mówi on, że „definicje — są to ludzkie umowy“ (str. 77). Nie można nie wystąpić przeciwko takiemu rozumieniu definicji naukowej. Definicje nie są dowolne, nie są one wynikiem subiektywnego i umownego porozumienia się ludzi. Prawidłowa, naukowa definicja wyraża istotę zjawiska i jest uwarunkowana jego przyrodą obiektywną.

Kiedy mówimy, że elektron — to jedna z „elementarnych“ cząstek materii, nie składająca się z żadnych innych obecnie znanych cząstek, posiadająca pewien ładunek elektryczny, pewną masę i pewien spin, to podajemy definicję elektronu. O jakiej więc umowie może tu być mowa? W czym my „umawiamy się“? Co tu jest dowolnego lub subiektywnego? Nic, poza samą nazwą „elektron“. Z pewnością tę cząstkę można by było nazwać inaczej, lecz to nie ma nic wspólnego z istotą definicji. Dwadzieścia lat temu elektron był definiowany nieco inaczej niż obecnie. Lecz i tamta definicja nie była „umową“ pomiędzy ludźmi, lecz narzucała się

człowiekowi przez dane obiektywne i zawierała to „ziarno prawdy obiektywnej“, której Laue poświęcił tak wiele uwagi w swej „Historii fizyki“.

Siła książki Lauego polega na jasnej i zdecydowanej obronie obiektywnej prawdziwości nauki. Jej podstawę stanowi przekonanie o obiektywności świata zewnętrznego badanego przez fizykę. Tam właśnie, gdzie autor rezygnuje z tego podstawowego założenia, powstały braki jego pracy. Chciałoby się życzyć Laue-mu, aby w nowych wydaniach jego pożytecznej książki uniknął on tych niedociągnięć.

Należałoby umożliwić szerszym kołom czytelników zapoznanie się z książką prof. Maxa von Lauego.

J. Kuzniecowa

Z E Z J A Z D Ó W I K O N F E R E N C J I

Międzynarodowa konferencja poświęcona reakcjom jądrowym

Amsterdam, 2—7 lipca 1956

Konferencja amsterdamska zorganizowana przez Międzynarodową Unię Fizyki Czystej i Stosowanej oraz przez UNESCO zgromadziła przeszło 400 fizyków z całego świata. Między innymi wzięli w niej udział Achijezer, Bethe, Aage Bohr, Rosenfeld, Segre, Smorodinski, Weisskopf, Wheeler; przewodniczącym konferencji był Bakker. Posiedzenia konferencji odbywały się w Instytucie Tropicznym. Po referatach wprowadzających do poszczególnych zagadnień wygłaszano krótkie komunikaty, których zgłoszono ogółem przeszło 100. Ta wielka ilość komunikatów, z których nie wszystkie zresztą odczytano, była przyczyną, że jedno z posiedzeń konferencji odbywało się w trzech równoległych sekcjach. Zarówno po referatach, jak i po komunikatach odbywały się dyskusje, raczej krótkie z uwagi na brak czasu. Zasadnicze znaczenie miały rozmowy przeprowadzane w czasie przerw między posiedzeniami oraz podczas kilku imprez towarzysko turystycznych, zorganizowanych w ramach konferencji. Ponadto uczestnicy konferencji mieli możliwość zwiedzenia laboratoriów fizycznych w Holandii.

Nie jestem tu w stanie przedstawić szczegółowo wszystkich zagadnień poruszanych na konferencji. Temu celowi służyć będzie sprawozdanie z konferencji, które wkrótce ukaże się w druku. Tu ograniczę się do ogólnego omówienia konferencji.

Przedmiotem konferencji były reakcje jądrowe przy niskich i średnich energiach. W swym ogólnym, wprowadzającym wykładzie Bethe zwrócił uwagę, że w ostatnich latach najbardziej charakterystyczne dla rozwoju teorii reakcji jądrowych jest wzrastające znaczenie obrazu jednocząstkowego. Chodzi tu przede wszystkim o doświadczenia grupy Barschalla nad rozpraszaniem neutronów i rozwinięty na ich podstawie model optyczny Weisskopfa. W związku z tym maleje ostatnio zaufanie do modelu statystycznego reakcji jądrowych. Trzeba jednak podkreślić, że model statystyczny wciąż jeszcze daje najlepszy ogólny opis reakcji jądrowych dla energii od 1 do 50 MeV, choć wymaga on modyfikacji i uzupełnienia innymi mechanizmami dla poszczególnych procesów. Temperatura jądra jest obecnie raczej dobrze znana i jest rzędu 1 MeV.

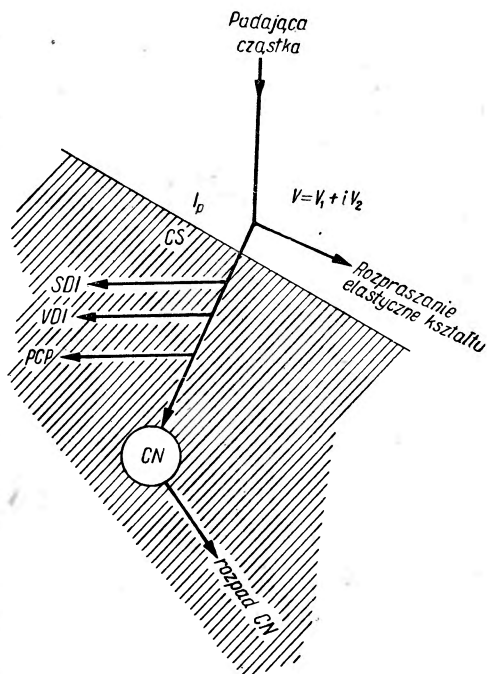
Ogólny obraz reakcji jądrowej dał w swym wykładzie Weisskopf. Podczas gdy w panującej przez niemal 20 lat teorii jądra złożonego rozróżniano dwa niezależne etapy reakcji: utworzenie jądra złożonego oraz jego rozpad, to obecnie należy — idąc za Weisskopffem — rozróżnić trzy etapy (rys. 1). Pierwszym, nowym etapem jest etap cząstki niezależnej I_p (*Independent particle stage*), w którym oddziaływanie padającej cząstki z jądrem tarczy opisać można przy pomocy średniego potencjału. Rozpraszanie zachodzące w tym etapie I_p to rozpraszanie elastyczne kształtu, (*shape elastic scattering*). Dopiero po pewnym czasie następuje drugi etap: układ złożony CS (*Compound System*), który określamy jako każdy stan różny od I_p . W tym drugim etapie zachodzą różnego rodzaju oddzia-

ływania wprost (powierzchniowe SDI i objętościowe VDI) oraz procesy częściowo kolektywne PCP, a wreszcie tworzy się również jądro złożone CN (Compound Nucleus), scharakteryzowane zupełną utratą pamięci, w jaki mianowicie sposób powstało. Trzecim, ostatnim etapem jest rozpad jądra złożonego CN. Obecnie można uważać, że pierwszy etap I_p , a ściślej mówiąc jego aspekt makroskopowy (gross structure) jest dobrze opisany przez potencjał optyczny, którego część urojona daje przejście do drugiego etapu CS. Natomiast bardzo niewiele wiemy o następnych etapach. W przeciwieństwie do teorii stytystycznej należy przypuszczać, że również poza oddziaływaniem wprost część produktów reakcji opuszcza CS przed ustaleniem się równowagi termodynamicznej. Hipotezę Bohra o niezależności rozpadu jądra złożonego od sposobu jego powstania, czyli o „utracie pamięci”, uważać dziś należy za idealny przypadek graniczny, raczej rzadko zachodzący w rzeczywistości.

Na konferencji zarówno w referatach, jak i w komunikatach dyskutowano postać potencjału optycznego i jego zależność od energii. Duży postęp w interpretacji danych doświadczalnych uzyskuje się przez wprowadzenie zaokrąglonych krawędzi np. typu Saxona. Dyskutowano również zależność radialną części urojonej potencjału i ewentualną jej koncentrację na powierzchni jądra, gdzie na skutek mniejszej efektywności zasady Pauliego można się spodziewać większej absorpcji. Jak wykazują efekty polaryzacyjne, należy uzupełnić potencjał optyczny sprzężeniem spin-orbita, skoncentrowanym raczej na powierzchni jądra i raczej niezależnym od energii. Omawiano również zastosowanie modelu optycznego do innych procesów niż rozpraszanie nukleonów.

Wielokrotnie na konferencji pojawiała się zagadnienie oddziaływania wprost, znajdującego coraz to nowe potwierdzenie w różnych reakcjach jądrowych.

Przedstawiono więc teorię (Horowitz) jak i stan doświadczalny (Holt) zagadnienia strippingu. Należy tu wspomnieć o pierwszych pomiarach korelacji kątowych (d , p , γ), a dalej o dyskusji udziału mechanizmu jądra złożonego w strippingu, który okazuje się mały nawet w pobliżu rezonansu jądra złożonego (stąd na skutek efektu interferencyjnego rezonans przejawia się przede wszystkim w maksimum strippingowym). Trzeba tu jednak przytoczyć zdanie Bethego, który wskazał na to, że wyniki Tobocmana i Kalosa wykazujące, jak czuły jest strippingowy przekrój czynny na rodzaj przyjętych warunków brzegowych, podważają nasze zaufanie do teorii strippingu i raczej należy się dziwić sukcesom bardzo uproszczonej teorii Butlera.



Rys. 1 Schemat etapów reakcji jądrowej. (Weisskopf)

Dalej na mechanizm oddziaływania wprost wskazują reakcje wywołane ciężkimi jonami, zwłaszcza w przypadku lekkich jąder (Fremlin).

Rola oddziaływania wprost jest w ścisłym związku z modelem optycznym, w którym mała część urojona potencjału wiąże się z długą drogą swobodną nukleonu w jądrze. Ta długa droga swobodna powoduje, że oddziaływanie wprost nie ogranicza się do powierzchni jądra, ale ma miejsce również objętościowe oddziaływanie wprost (model jądra przezroczystego). Dotyczy to nie tylko nukleonów, ale i innych cząstek, np. alfa. Innym przykładem oddziaływania wprost jest oddziaływanie Bohra-Mottelsoona. Różne typy doświadczeń wskazujących na oddziaływanie wprost przedstawił w swoim wykładzie Gugelot.

Do niedawna podstawową trudnością obrazu jednocząstkowego było jego pogodzenie z silnym oddziaływaniem pomiędzy nukleonami, obserwowanym w zderzeniach nukleon-nukleon. Ostatnio trudność ta wydaje się być pokonana dzięki pracom grupy Bruecknera i tym samym obraz jednocząstkowy zyskuje ugruntowanie teoretyczne. Teorię Bruecknera przedstawił w osobnym wykładzie Bethe. W zgodzie z wynikami niektórych procesów wysokiej energii przyjmuje się w tej teorii, że siły jądrowe działają w sposób zasadniczo niezmienny wewnątrz jądra, przy czym najprawdopodobniej decydującą rolę odgrywają siły między dwoma ciałami. Teoria Bruecknera pokazuje, że można opisać stan jądra przy pomocy funkcji falowej modelu cząstki niezależnej, od której przejść można do prawdziwej funkcji falowej przez działanie operatora modelu reprezentującego wzajemne rozpraszanie się na sobie wszystkich par nukleonów. Teoria ta jest oparta na metodzie pola samouzgodnionego, przy czym istotną rolę dla zbieżności metody odgrywa zasada Pauliego. Funkcja falowa modelu opisuje ruch cząstki o masie efektywnej mniejszej od masy nukleonu w uśrednionym potencjale. Teoria Bruecknera umożliwia uzyskanie zależności energetycznej parametrów potencjału optycznego. Okazuje się, że w opisie własności układu złożonego przy pomocy oddziaływania nukleon-nukleon metoda perturbacyjna, w której zerowym przybliżeniem jest model cząstki niezależnej, jest lepsza niż się pierwotnie spodziewano (Świątecki).

Aage Bohr przedstawił w swym wykładzie przegląd modelu kolektywnego. Rodzaj stanów wzbudzonych wiąże się z modelem powłokowym. Gdy jądro zawiera nieliczne nukleony w niezapełnionej powłoce, to wzbudzenie kolektywne polega na drganiu dookoła sferycznego położenia równowagi. Gdy zaś jądro zawiera wiele nukleonów w niezapełnionej powłoce, to obok drgań wokół elipsoidalnego położenia równowagi zachodzi również rotacja z zachowaniem kształtu. Obecnie najwięcej ilościowych informacji o stanach kolektywnego wzbudzenia uzyskuje się z procesów wzbudzenia coulombowskiego. Chociaż dominującą rolę odgrywają odkształcenia typu kwadrupolowego bez zmian parzystości, to ostatnio uzyskano dowody wzbudzeń o ujemnej parzystości. Mimo wielkich sukcesów, zwłaszcza dla niskich stanów wzbudzonych, model kolektywny wymaga głębszej rozbudowy teoretycznej.

Innym modelem wspomnianym na konferencji był model alfowy, użyty do wyjaśnienia nieelastycznego rozpraszania cząstek alfa na lekkich jądrach, gdzie dla wielkich kątów rozpraszania następuje przekazanie dużego prądu (Henley).

Z innych poruszanych na konferencji zagadnień wspomnę już tylko o fotodezintegracji jądrowej (wykład Wilkinsoona), o zagadnieniu rozszczepienia (referat Wheelera) oraz o zagadnieniu polaryzacji w rozpraszaniu nukleon-nukleon wysokiej energii (referat Segrego), które właściwie wybiegało poza główny przedmiot konferencji.



Rys. 2. Konferencja w Amsterdamie. Ogólny widok sali.



Rys. 3. Wykład prof. Rosenfelda. W głębi prof. Bakker.

Podsumowania konferencji dokonał Rosenfeld. Referaty i komunikaty w swojej większości dotyczyły analizy doświadczeń przy pomocy istniejących modeli oraz prób udoskonalenia tych modeli względnie niektórych ich szczegółów. Charakterystyczne dla chwili obecnej jest istnienie kilku uzupełniających się modeli. Jest rzeczą ciekawą, że w niektórych przypadkach różne modele (np. powłokowy i kolektywny) prowadzą do podobnych wyników. Model jest właściwie sposobem prostego uporządkowania pewnej grupy zjawisk. Nie stawia mu się zbyt daleko idących wymagań, ale też nie można się nim zadowolić. Dążyć trzeba do stworzenia teorii, która by wyjaśniała wszystkie zjawiska jądrowe na podstawie sił jądrowych. Z teorii tej wynikać powinny w szczególności wszystkie modele. Ponieważ wymagania stawiane teorii, w odróżnieniu od modelu, są znacznie większe, przeto należy być według Rosenfelda bardzo ostrożnym w ocenie teorii Bruecknera.

A teraz kilka słów o delegacji polskiej na konferencję. W skład jej wchodził: prof. A. Sołtan (przewodniczący), prof. H. Niewodniczański, W. Czyż, J. Dąbrowski, A. Hrynkiwicz, J. Sawicki i Z. Wilhelmi. Zgłosiliśmy 3 komunikaty teoretyczne: „Polaryzacja nukleonów w reakcjach fotojądrowych“ (W. Czyż i J. Sawicki), „Oddziaływanie wprost i tworzenie się jądra złożonego w reakcjach jądrowych“ (J. Dąbrowski), „Polaryzacja neutronów w reakcjach (p, n) a model optyczny“ (J. Sawicki), z których wygłosiliśmy dwa pierwsze. Zarówno moi koledzy teoretycy, jak i ja zetknęliśmy się po raz pierwszy z fizykami jądrowymi z zagranicy. Było to dla nas wielkie przeżycie. Słuchaliśmy wykładów i dyskusji prowadzonych przez najwybitniejszych fizyków jądrowych, a przede wszystkim rozmawialiśmy i dyskutowaliśmy oraz nawiązaliśmy osobiste kontakty z wieloma fizykami zajmującymi się zagadnieniami podobnymi do naszych. Będzie to miało dla naszej dalszej pracy zasadnicze znaczenie.

Fizycy holenderscy zjednali sobie ogólne uznanie dzięki swojej gościnności i sprawnej organizacji konferencji.

J. Dąbrowski

XIII Konferencja Międzynarodowego Komitetu Oświetleniowego w Zurychu

Wstęp

W czasie od 13 do 22 czerwca 1955 r. odbyła się w Zurychu XIII Konferencja Międzynarodowa Komitetu Oświetleniowego — tzw. Commission Internationale d'Eclairage (CIE), w której brało udział ok. 400 delegatów z 37 krajów. Ze względu na doniosłe uchwały o znaczeniu międzynarodowym, jakie w tej — znanej powszechnie — Instytucji Międzynarodowej są podejmowane, liczba delegatów z niektórych wysoko uprzemysłowionych krajów była na ogół znaczna. Tak np. na XIII Konferencję ze Stanów Zjednoczonych Am. Północnej przybyła liczna delegacja, składająca się z 37 osób; Polskę reprezentowały zaledwie 3 osoby: dwie z Instytutu Elektrotechniki (prof. T. Oleszyński i doc. W. Felhorski) i jedna z Głównego Urzędu Miar (mgr T. Luberadzka).

Przewodniczącym CIE w okresie od 1951 do 1955 r. był dr Ward Harrison (USA), pod jego też przewodnictwem odbywała się XIII Konferencja CIE. Na dalszy okres czteroletni został obrany przewodniczącym J.W.T. Walsh (Anglia). Następną Konferencja CIE ma się odbyć w Belgii w roku 1959.

Ze względu na obfity materiał przygotowany do przedyskutowania, posiedzenia odbywały się w 35 Sekcjach Technicznych (technical committees). Wyniki prac Konferencji dotyczących zagadnień technicznych mają być opublikowane w 1956 roku w postaci sprawozdań, zawartych w 2 tomach. Wnioski i zalecenia Konferencji mają być ostatecznie przyjęte po 6-miesięcznym okresie, o ile ze



Uczestnicy konferencji oświetleniowej w Zurichu

strony Komitetów lokalnych różnych krajów nie będą zgłoszone zastrzeżenia lub nowe propozycje, które należało nadsyłać do dnia 14 października 1955 roku.

Wnioski

Przyjęte wnioski dotyczyły zagadnień związanych z liczbowymi wartościami wielkości podstawowych, ich jednostek oraz wzorców.

Podamy poniżej niektóre mogące interesować fizyków zagadnienia, jakie były tematem obrad, oraz przyjęte w tych sprawach wnioski i propozycje.

1. Międzynarodowy Komitet Oświetleniowy (CIE) dla uniknięcia możliwych nieporozumień i dwuznaczności dotyczących podstawowych określeń (jakie były na poprzednich Konferencjach aprobowane i uzgodnione, następnie zostały zmodyfikowane za wspólnym porozumieniem) zaleca poczynić starania w różnych krajach, aby terminy i jednostki z zakresu oświetlenia, jakie uzyskały aprobatę w wyniku dyskusji i wzajemnego porozumienia, były przyjęte do użytku powszechnego.

2. CIE zaleca wprowadzenie do użytku w skali światowej terminu „luminance“ (w języku polskim używane są jasność, jaskrawość i blask) lub jakiegoś terminu pokrewnego w językach wszystkich krajów, by ten termin w przyszłości nie nasuwał dwuznaczności.

3. Pożądane jest zredukowanie liczby jednostek w zakresie techniki świetlnej. CIE proponuje używanie za jednostkę natężenia oświetlenia jednostkę systemu metrycznego lumen na 1 metr kwadratowy (lux), a na jednostkę luminacji w systemie metrycznym candelę (cd) na metr kwadratowy (nit).

4. Odrzucono wniosek CIE z 1928 roku dotyczący terminu „radiance“. Zamiast tego terminu zaleca się używać w przyszłości słowa „emittance“, które ma

oznaczać całkowity strumień promienisty wysyłany przez jednostkową powierzchnię ciała promieniującego.

5. Zaleca się używanie symbolu Q (zamiast L) na oznaczenie ilości światła.

6. Przyjęto — po uprzedniej dyskusji i przeanalizowaniu — następujące definicje (które tutaj podajemy w języku angielskim a także w tłumaczeniu na język polski*:

a) *Radiant flux. Power emitted, transferred or received in the form of radiation. Symbol Φ , F_e or P ; unit: wat (W).*

Strumień promienisty. Moc w postaci promieniowania emitowana, przesyłana lub otrzymywana. Symbole Φ , F_e lub P . Jednostka: wat (W).

b) *Relative luminous efficiency of a monochromatic radiation of wavelength λ . The ratio of the radiant flux at wavelength λ_m to that at wavelength λ which produces equally intense luminous sensations under specified photometric conditions, λ_m being chosen so that the maximum value of this ratio is unity.*

Unless otherwise indicated the values used for the relative luminous efficiency relate to photopic vision by the normal eye having the characteristics laid down by the CIE. Symbol V (the values for V_λ adopted provisionally in 1924 by the CIE are given in the Minutes of the 6th Session, Geneva 1924, page 67, and are reproduced in the Minutes of the meeting of the International Committee on Weights and Measures, second series, Volume XV, 1933, page 62).

Względna skuteczność świetlna promieniowania monochromatycznego o długości fali λ . Stosunek wielkości strumienia świetlnego przy długości fali λ_m do wielkości takiego strumienia o długości fali λ , przy którym powstaje wrażenie świetlne o jednakowym natężeniu przy zachowaniu szczególnych warunków fotometrycznych, przy tym λ_m jest tak wybrane, by maksymalna wartość powyższego stosunku równała się jedności.

O ile nie zaznacza się inaczej, to wielkości użyte do wyrażenia względnej skuteczności świetlnej promieniowania odnoszą się do widzenia fotopowego normalnego oka o właściwościach charakterystycznych ustalonych przez CIE. Symbol V_λ (wartości liczbowe V_λ przyjęte wstępnie w roku 1924 przez CIE są podane w protokółach 6 Konferencji w Genewie w roku 1924 na str. 67 i są zawarte także w Protokółach Posiedzeń Międzynarodowego Komitetu Miar, wydanie drugie, tom IV, rok 1933, str. 62).

c) *Luminous flux. The quantity characteristic of radiant flux which expresses its capacity to produce a luminous sensation, evaluated according to the values of relative luminous efficiency. Symbol Φ or F ; unit: lumen (lm).*

Unless otherwise indicated the luminous flux in question relates to photopic vision, and is connected with the radiant flux in accordance is the formula adopted in 1948 by the CIE, i.e., by the relation

$$\Phi = K_m \int P_\lambda V_\lambda d\lambda$$

in which $P d\lambda$ is the radiant flux corresponding to the radiation comprised between λ and $\lambda + d\lambda$ and V_λ is the relative luminous efficiency the values of which as a function of λ are referred to above. Applied to the radiation of a full radiator at the temperature of solidification of platinum the preceding formula determines the value of K_m (lm/W).

* Tekst polski służy tylko do ogólnej orientacji i nie pretenduje do najwyższej ścisłości.

Strumień świetlny. Wartość charakteryzująca strumień świetlny wyraża zdolność jego do wywoływania wrażenia świetlnego, ocenianego zgodnie z wartościami liczbowymi względnej skuteczności świetlnej. Symbole Φ lub F ; jednostka: lumen (lm).

O ile nie jest zaznaczone inaczej, strumień świetlny odnosi się do widzenia fotopowego i jest związany ze strumieniem promienistym zależnością przyjętą w 1948 roku przez CIE w postaci wzoru

$$\Phi = K_m \int P_\lambda V_\lambda d\lambda$$

gdzie $P_\lambda d\lambda$ oznacza strumień promienisty zawierający promieniowanie w zakresie długości fal od λ do $\lambda + d\lambda$, a V_λ oznacza względną skuteczność świetlną, którego wartości wyrażone w funkcji λ omówione były powyżej.

Z poprzedniego wzoru, zastosowanego do promieniowania promiennika zupełnego (ciała czarnego) w temperaturze zestalenia platyny, wyznacza się wartość K_m (lm/W).

d) *Luminous efficiency (of a radiation). The quotient of luminous flux by the corresponding radiant flux. Symbols K (complex radiation), K_λ (monochromatic radiation of wavelength λ), K_m (monochromatic radiation for which K_λ is a maximum); unit: lm/W).*

Skuteczność świetlna (promieniowania). Iloraz strumienia świetlnego przez odpowiedni strumień promienisty. Symbole K (promieniowanie złożone), K_λ (promieniowanie monochromatyczne o długości fali λ), K_m (promieniowanie monochromatyczne, dla którego K_λ uzyskuje maksymalną wartość); jednostka: lm/W.

e) *Scotopic quantities. The CIE recommends provisionally the use of the symbols K' , K'_λ , K'_m , and V'_λ for the scotopic quantities corresponding to the photopic quantities for which the symbols are K , K_λ , K_m , and V_λ . It recommends the use where necessary, of such qualifying additions as: Photopic luminous efficiency CIE 1924. Scotopic luminous efficiency CIE 1951.*

(It will be recalled that the latter relates to the eye of a young observer and that the values adopted in 1951 are reproduced in „Minutes of the Second Plenary Session and Official Recommendations“, 12th Session, Stockholm 1951, page, 4 ff, and in 1951 CIE Proceedings, Vol. 3, p. 37).

Wielkości skotopowe. CIE zaleca wstępnie używanie symboli K' , K'_λ , K'_m oraz V'_λ do oznaczeń wielkości skotopowych, stanowiących odpowiedniki wielkości fotopowych, dla których odpowiednimi symbolami są K , K_λ , K_m i V_λ . CIE zaleca stosowanie, jeśli zajdzie tego potrzeba, takich wyjaśniających uzupełnień, jak: Fotopowa skuteczność świetlna wg CIE 1924. Skotopowa skuteczność świetlna wg CIE 1951. (Należy nadmienić, że ostatnia podana definicja odnosi się do oka młodego obserwatora i że wartości przyjęte w 1951 r. są podane w Protokółach Drugiego Posiedzenia i w Oficjalnych Zaleceniach na XII Konferencji CIE w Sztokholmie w 1951 roku, str. 4 ff oraz w Sprawozdaniach CIE z roku 1951, tom 3, str. 37).

f) *Illumination (at a point of a surface). The quotient of the luminous flux incident on infinitesimal element of surface containing the point under consideration by the area of that element. Symbol E , unit: lm/m², lux.*

Natężenie oświetlenia (w danym punkcie powierzchni). Iloraz strumienia świetlnego padającego na nieskończenie mały element powierzchni, zawierającej rozważany punkt, przez pole tego elementu. Symbol E ; jednostka lm/m², lux.

g) *Luminance, emittance (From a point of a surface). The quotient of the luminous flux emitted from an infinitesimal element of surface containing the point under consideration, by the element of that area. Symbol M ; unit: lm/m^2 .*

Promienność (z danego punktu powierzchni). Iloraz strumienia świetlnego wysyłanego z nieskończonego małego elementu powierzchni, zawierającej rozważany punkt, przez element powierzchni. Symbol M ; jednostka lm/m^2 .

h) *Luminous intensity. (In a given direction). The quotient of the luminous flux emitted by a source, or by an element of a source, in an infinitesimal cone containing the given direction by the solid angle of that cone. Symbol I ; unit: candela (cd).*

Natężenie światła w danym kierunku (światłość w danym kierunku). Iloraz strumienia świetlnego wysyłanego przez źródło lub przez element źródła w nieskończonego małym stożku o danym kierunku przez kąt bryłowy tego stożka. Symbol I ; jednostka: kandela (cd).

i) *Luminance (at a point of a surface and in a given direction). The quotient of the luminous intensity in the given direction of an infinitesimal element of the surface containing the point under consideration, by the orthogonally projected area of the element on a plane perpendicular to the given direction. Symbol α or β ; unit: cd/m^2 .*

Luminancja (w danym punkcie powierzchni i w danym kierunku). Iloraz światłości (natężenia światła) w danym kierunku nieskończonego małego elementu powierzchni, zawierającej rozważany punkt, przez rzutowaną ortogonalnie powierzchnię elementu na płaszczyznę prostopadłą do danego kierunku. Symbol α lub β ; jednostka cd/m^2 .

j) *Candela (Symbol cd). The unit of luminous intensity. The magnitude of the candela is such that the luminance of a full radiator at the temperature of solidification of platinum is 60 candelas per sq. centimeter. (Definition adopted by the 9th General Conference on Weights and Measures, 1948).*

Kandela (symbol cd). Jednostka natężenia światła. Wartość liczbowa kandel jest taka, że luminancja promiennika zupełnego (ciała czarnego) w temperaturze zestalenia platyny wynosi 60 kandel z jednego centymetra kwadratowego. (Definicja powyższa została przyjęta przez IX Konferencję Generalną Miar w 1948 roku).

k) *Lumen (Symbol lm). The unit of the luminous flux. The flux emitted in unit solid angle of one steradian by a point source having a uniform intensity of one candela (Definition adopted by the 9th General Conference on Weights and Measures, 1948).*

Lumen (Symbol lm). Jednostka strumienia świetlnego. Strumień wysyłany w jednostkowym kącie bryłowym steradianu przez punktowe źródło o jednorodnym natężeniu światła jednej kandel (Definicja przyjęta przez IX Generalną Konferencję Miar w 1948 roku).

CIE proponuje, by komisje poszczególnych krajów wypowiedziały się w sprawie definicji strumienia świetlnego; chodzi głównie o to, by pominąć część zdania, z którego wynika, że strumień świetlny oparty jest na pomiarze wrażenia wizualnego (a measure of visual sensation), natomiast należałoby w definicji zaznaczyć np., że strumień świetlny oparty jest na pomiarze reakcji średniego wyidealizowanego oka, które odznacza się czułością widmowa, zależną jedynie od długości fali świetlnej.

CIE proponuje rozważyć przez Komitety Narodowe sprawę wprowadzenia w zestawieniu wielkości fotometrycznych nowej wielkości, mianowicie luminancji (jaskrawości) równoważnej („equivalent luminance“), zaproponowanej przez delegację radziecką (referat kandyd. nauk S. Jurowa).

Należałoby opracować najlepszą definicję tej wielkości oraz podać sposób na wprowadzenie jej do użytku praktycznego.

Słownictwo

W tej tak ważnej sprawie zostały podjęte w skali międzynarodowej daleko idące prace o doniosłości zarówno naukowej, jak i praktycznej. Grupa Słownictwa CIE oraz Sekretariat Szwajcarskiego Komitetu Oświetleniowego przedłożyły na XIII Konferencję CIE uzgodniony słownik, nadający się w zasadzie do wydania go drukiem (jako Słownik Międzynarodowy) po uzgodnieniu uwag, jakie miały być nadesłane przez Narodowe Komitety Oświetleniowe do dnia 1 stycznia 1956 roku.

Ostatecznego opracowania powyższego słownika ma dokonać Nowa Grupa Słownictwa Oświetleniowego po uprzednim przedyskutowaniu powyższego materiału — jeśli zajdzie taka potrzeba — z odpowiednimi ekspertami. Jeśli dostarczone materiały będą wymagały przedyskutowania na specjalnym posiedzeniu, to Grupa Słownictwa jest upoważniona do zaproszenia na to posiedzenie jednego przedstawiciela kraju, z którego nadeszły wnioski do projektu Słownictwa Międzynarodowego.

Słownik Międzynarodowy

Drugie wydanie Międzynarodowego Słownika Oświetleniowego ma się składać z dwóch tomów. Pierwszy tom ma zawierać terminy i definicje w językach oficjalnych (francuskim, angielskim i niemieckim), natomiast tom drugi ma zawierać tylko terminy — bez podania ich definicji — w językach francuskim, angielskim, niemieckim, włoskim, hiszpańskim, duńskim, rosyjskim oraz ewent. w językach innych krajów, z których Narodowe Komitety Oświetleniowe nadesłały do dnia 1 stycznia 1956 r. odpowiednie terminy z zakresu techniki świetlnej.

W związku z powyższą decyzją zaczęto opracowywać w Polsce odpowiedni słownik wkrótce po powrocie delegatów z XIII Konferencji CIE. Sprawą powyższą zajęła się Komisja Fotometryczna Polskiego Komitetu Oświetleniowego, działającego w ramach Stowarzyszenia Elektryków Polskich. Ponadto w końcowej fazie prac projekt polskiego słownictwa techniki świetlnej uzgodniony został z Centralną Komisją Słownictwa Elektrotechnicznego SEP. Przewodniczącym powyższej Komisji był doc. mgr inż. L. Berson. Komisja składała się z 7 osób. Jednym z uczestników tej Komisji był autor niniejszego artykułu.

Projekt nowoopracowanego I tomu Słownika Oświetleniowego CIE zawiera ok. 500 terminów i definicji w językach francuskim, angielskim i niemieckim. Powyższa Komisja odbyła 16 posiedzeń, na których szczegółowo przedyskutowano proponowane terminy polskie — odpowiedniki terminów podanych w językach obcych, zawartych w projekcie I tomu Międzynarodowego Słownika Oświetleniowego. W czasie powyższych prac należało w niektórych przypadkach porozumiewać się z wybitnymi fachowcami z różnych dziedzin Techniki Świetlnej. Z fizyków brał udział oprócz niżej podpisanego także prof. dr W. Kapuściński, któremu przesłano do opinii niektóre działy, odnoszące się do zjawisk fizycznych, z jakimi Technika Świetlna ma do czynienia.

Tak opracowany materiał słowniczony oraz uwagi merytoryczne, dotyczące definicji, zostały przesłane przed dniem 1 stycznia 1956 roku do biura CIE i można oczekiwać, że w drugim wydaniu Międzynarodowego Słownika Oświetleniowego oprócz szeregu innych języków będą podane także terminy w języku polskim. Ukazanie się takiego słownika wielojęzycznego będzie bardzo korzystne jako źródło pomocnicze zarówno do prac naukowych, jak i do opracowywanych zagadnień technicznych. Będzie można usunąć szereg dwuznaczności i nieściśłości, jakie występują niekiedy w wydawnictwach naukowych, dydaktycznych i technicznych, zawierających terminy i definicje nie przyjęte w skali międzynarodowej. Celowe byłoby, by przesłany do Genewy słownik polski wyrazów i terminów z zakresu Techniki Świetlnej był po jego wydaniu poddany krytyce przez nasze koła naukowe i techniczne oraz poszczególne osoby. W następnym wydaniu Słownika Międzynarodowego słuszne uwagi krytyczne będą mogły być uwzględnione.

Fotometria i kolorymetria fizyczna

W zakresie prac fotometrycznych CIE zaleca porównywanie międzynarodowe wyników pomiarów fotometrycznych i kolorymetrycznych przeprowadzanych w różnych krajach nad lampami fluoroscencyjnymi (świłtłówkami).

W zakresie zagadnień kolorymetrycznych omawiano szereg spraw dotyczących badań nad funkcją mieszaniny barw, odnoszących się do małych pól o średnicy pola widzenia w obrębie kąta 10° . Zaleca się, by wzorcowy obserwator przy pracach kolorymetrycznych posiadał średnie normalne widzenie, ustalone dla obserwatora w wieku ok. lat 30.

Zaleca się przeprowadzić prace badawcze nad realizacją takich źródeł światła, które najbardziej zbliżyłyby się do „naturalnego światła dziennego”. W szczególności należałoby przeprowadzać pomiary nad substancjami fluoryzującymi. W związku z powyższym proponuje się podjęcie prac nad realizacją światła dziennego za pomocą lampy ksenonowej wysokoprężnej lub innych sztucznych źródeł światła dziennego.

Przy stosowaniu równań z zakresu kolorimetrii trójchromatycznej dotychczas podawane są zazwyczaj zależności skalarnie pomiędzy wartościami współrzędnych trójchromatycznych. CIE zaleca używanie symboli rachunku wektorowego zamiast dotychczas stosowanego rachunku skalarnego. Dopuszczalne jest podawanie równań kolorymetrycznych w jednej z dwu następujących postaci

$$(C) = X(\bar{x}) + Y(\bar{y}) + Z(\bar{z})$$

lub

$$L = (\bar{x}) + Y(\bar{y}) + Z(\bar{z})$$

gdzie symbole \bar{x} , \bar{y} , \bar{z} stanowią wartości trójchromatyczne barwy C lub L. Wektory jednostkowe oznaczane są przez \bar{x} , \bar{y} , \bar{z} w przypadku stosowania tożsamości oznaczanej \equiv lub literami gotyckimi \bar{x} , \bar{y} , \bar{z} , gdy znak identyczności barw jest oznaczany symbolem $=$.

CIE przedstawiło szereg szczegółowych zaleceń, dotyczących barw sygnałów świetlnych, o czym tutaj tylko wspominamy.

W sprawach fotometrii zaleca się, by Narodowe Komitety państw należących do CIE zajęły się sprawą przeprowadzenia porównawczych pomiarów fotometrycznych i kolorymetrycznych w celu ustalenia metod pomiaru w oparciu o przeprowadzone pomiary fotometryczne w różnych państwach, a dotyczące lamp fluorescencyjnych (świłtłówek).

Na zakończenie przedstawimy dwa wnioski przyjęte na XIII Konferencji CIE, dotyczące zasadniczych zmian w zakresie fotometrii i kolorymetrii.

Pierwszy wniosek polega na zwróceniu głównej uwagi na użycie pól porównawczych do pomiarów barw o takich wymiarach, by średnica ich widzenia wynosiła 10° .

We wnioskach CIE z r. 1931 obserwacje były zalecane pod kątem znacznie mniejszym, wynoszącym 2° . Ten nowoprzyjęty wniosek o zwiększeniu kąta widzenia jest ważny przy praktycznym zastosowaniu do pomiarów takich powierzchni barwnych, które są spotykane w praktyce handlowej, jak np. substancji używanych do malowania powierzchni, substancji ceramicznych i z mas plastycznych, papieru i materiałów włókienniczych, a także do tworzenia wzorców barw, używanych do powyższych celów. Obraz na siatkówce oka przy kącie widzenia 10° jest znacznie większy niż przy kącie 2° i tworzy się w okolicy plamki żółtej i poza nią, a zatem w tych miejscach siatkówki naświetla elementy odbiorcze oka. Wobec tego, że czułość widmowa takich elementów odbiorczych przy kącie 10° jest średnio inna niż w przypadku kąta 2° , nasuwa się wniosek, że należy poddać rewizji krzywą czułości oka dla średniego obserwatora, przyjętą w skali międzynarodowej na wniosek CIE w 1931 roku.

Drugi wniosek dotyczy funkcji mieszaniny barw, tzn. wartości trzech barw podstawowych, jakie muszą być użyte do otrzymania różnych przedziałów widmowych widma równoenergetycznego. Warunki dla obserwatora wzorcowego, ustalone przez CIE w 1931 r., oparte były na pomiarach rozkładu luminancji widma obserwowanego i przy założeniu, że luminancja mieszaniny jest równa sumie arytmetycznej luminancji powyższych składników — zgodnie z prawem Abneya. Prace prowadzone w ciągu ostatnich 40 lat doprowadziły do stwierdzenia, że istnieją duże odchylenia od powyższego prawa, wynoszące od 25% do 30%. W związku z powyższym prowadzone są obecnie prace w placówkach metrologicznych nad dobraniem takich funkcji mieszaniny barw, która wyrażona w jednostkach luminancji stanowiłaby funkcję czułości widmowej oka obserwatora. Do tego celu należałoby przeprowadzić pomiary przy użyciu fotometru migającego (błyskowego) lub też przy uzyskaniu równości luminancji obu pól obserwowanych, odznaczających się dostrzegalną różnicą ich zabarwień.

Z powyższym zagadnieniem wiąże się sprawa definicji strumienia świetlnego. Na XIII Konferencji CIE przyjęto w tym względzie następujący wniosek.

CIE wzywa Komitety Narodowe do zbadania sprawy pominięcia (począwszy od pierwszych wyrazów, podających definicję strumienia świetlnego) zdania, które sugeruje, że strumień świetlny zakłada pomiar wrażenia świetlnego. Ta część definicji mogłaby np. wyrażać stwierdzenie, że strumień świetlny jest miarą oddziaływania (reakcji) na wyidealizowane średnie oko, posiadające czułość widmową, zależną jedynie od długości fali świetlnej

Zakończenie

Jak wynika z powyższego, Międzynarodowa Komisja Oświetleniowa (CIE) czujnie śledzi za postępem wiedzy, uwzględniając zarówno zdobycze nauk ścisłych, jak i techniczną realizację tego wszystkiego, co związane jest z techniką świetlną, pojętą w szerokim znaczeniu tego wyrazu. CIE wskazuje kierunki prac aktualnych, jakie powinny być wykonywane w najbliższej przyszłości. Na tym odcinku zagadnień czysto naukowych jak i technicznych współpraca międzynarodowa daje piękne wyniki. Sprzyja ona pośrednio podniesieniu wydajności pracy ludz-

kiej przy realizacji racjonalnego oświetlenia, odpowiadającego najkorzystniejszym warunkom higieny wzroku. W życiu prywatnym sprzyja dobremu samopoczuciu.

W pracach nad zagadnieniem postępu oświetlenia biorą udział liczne państwa. W Polsce zagadnieniami tymi zajmuje się głównie Zakład Techniki Świetlnej Instytutu Elektrotechniki mieszczący się w nowym gmachu, zbudowanym według najnowszych wymagań techniki oraz Katedra Techniki Świetlnej Politechniki Warszawskiej. Niektórymi pracami z zakresu pomiarów światła zajmuje się także Główny Urząd Miar. Sekcja Techniki Świetlnej Komitetu Elektrotechnicznego PAN koordynuje prace planowe nad podniesieniem w skali państwowej stanu oświetlenia. Polski Komitet Oświetleniowy przy Stowarzyszeniu Elektryków Polskich (SEP) bierze czynny udział w planowaniu, opiniowaniu projektów, opracowywaniu wydawnictw i słownictwa z zakresu techniki świetlnej, o czym już wzmiankowano w niniejszym artykule.

J. Roliński

II Konferencja Techniki Ultradźwiękowej

W dniach od 18—28 czerwca br. odbyła się w Międzyzdrojach zorganizowana przez Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN II Konferencja Techniki Ultradźwiękowej. Konferencja poświęcona była przeglądowi prac z dziedziny ultradźwięków wykonanych w Polsce w okresie ostatnich trzech lat i ich ocenie na tle ogólnego stanu badań w świecie.

Wygłoszone w czasie konferencji referaty ujmowały w zasadzie trzy grupy problemów, a mianowicie: ultraakustykę fizyczną, zastosowania bierne oraz czynne ultradźwięków.

W referatach obejmujących pierwszą grupę problemów poruszone była zagadnienia generacji i rozchodzenia się ultradźwięków, jak też i miernictwa pola ultradźwiękowego. Na szczególne podkreślenie zasługuje tu szereg prac teoretycznych dotyczących zagadnienia rozchodzenia się fal ultradźwiękowych w ośrodkach stałych. Większa część prac z tej dziedziny wykonana została w IPPT i na Uniwersytecie Poznańskim. Ciekawe wyniki w pracy nad poszukiwaniem nowych metod pomiaru natężeń pól ultradźwiękowych uzyskano w Instytucie Chemii Ogólnej.

Referaty obejmujące drugą grupę problemów, to jest zastosowania bierne ultradźwięków, dotyczyły tego rodzaju technicznych zastosowań ultradźwięków, w których służą one do uzyskania informacji o właściwościach i strukturze badanych materiałów czy przedmiotów. Z wielkiej ilości wykonanych z tej dziedziny prac wymienić należy przede wszystkim prace dotyczące zagadnienia defektoskopii ultradźwiękowej, posiadającej niezwykle doniosłe znaczenie dla przemysłu i techniki. Z przedstawionych na konferencji prac wynika, że poziom badań w tej dziedzinie jest w Polsce stosunkowo wysoki. Defektoskopy ultradźwiękowe polskiej konstrukcji są już produkowane seryjnie a pod względem jakości przewyższają niejednokrotnie zagraniczne. Na uwagę zasługują również prace dotyczące ultradźwiękowych metod badania pokładów geologicznych wykonane w IPPT.

Stosunkowo najslabiej reprezentowana była na konferencji trzecia grupa problemów dotycząca czynnych zastosowań ultradźwięków. Rozumiemy przez nie wykorzystanie energii ultradźwięków do wywoływania względnie przyspieszania

całego szeregu procesów fizycznych, czy chemicznych w rozmaitych ośrodkach i uzyskiwanie na tej drodze pożądaných zmian w strukturze poddawanych działaniu ultradźwięków ciał, roztworów, zawiesin itp. Bezpośrednio z tym wiąże się biologiczne działanie ultradźwięków na organizmy żywe. Problemy te już od dość dawna stanowią przedmiot szczególnego zainteresowania na całym świecie, przedstawiają bowiem nie tylko wartości poznawcze, ale również mają duże znaczenie praktyczne ze względu na szerokie możliwości zastosowania wyników badań z tej dziedziny w wielu gałęziach przemysłu, biologii i medycyny. Z przedstawionych na konferencji prac dotyczących tej grupy problemów do najistotniejszych należą: prace nad koagulacją przeprowadzone przez Centralny Instytut Ochrony Pracy, prace nad otrzymywaniem emulsji metodą ultradźwiękową (Instytut Chemii Ogólnej), badanie działania ultradźwięków na szczepy streptomycyny (Instytut Farmaceutyczny) oraz próby stosowania ultradźwięków do niszczenia szkodników zbożowych (IPPT).

Na konferencji wygłoszonych zostało łącznie pięćdziesiąt referatów i komunikatów. Wzięło w niej udział ponad 70 osób z kraju reprezentujących szereg instytutów, wyższych uczelni i zakładów przemysłowych oraz 14 gości zagranicznych, wśród nich kilku wybitnych naukowców jak np. prof. F. Canac z Ośrodka Badań Naukowych Morskich i Przemysłowych w Marsylii, prof. R. O. Prudhomme z Instytutu Pasteura w Paryżu, prof. K. Schuster z Wyższej Szkoły Technicznej w Jenie i inni.

B. Leśniak

Międzynarodowa Konferencja poświęcona półprzewodnikom i fosforom

Garmisch Partenkirchen (NRF)

Międzynarodowa Unia Fizyki Czystej i Stosowanej zorganizowała w dniach od 28 sierpnia do 1 września br. w Garmisch Partenkirchen Międzynarodowe Koloqium poświęcone zagadnieniom fizyki półprzewodników i fosforów. Konferencja miała prawdziwie międzynarodowy charakter gromadząc znaczną liczbę najwybitniejszych specjalistów w zakresie fizyki ciała stałego, zarówno z krajów obozu socjalistycznego jak i z zachodu.

Ogólna liczba uczestników wynosiła około 200 osób. Na Konferencję przybyli między innymi: Bardeen (USA), Billig (Anglia), Busch (Szwajcaria), Destriau (Francja), Hanle (NRF), Kallman (USA), Matiaš (Czechosłowacja), Moeglich (NRD), Pringsheim (Belgia), Pohl (NRF), Skanawi (ZSRR), Schockley (USA), Welker (NRF), Wuł (ZSRR).

Polska była reprezentowana przez A. Jabłońskiego, L. Sosnowskiego i A. Wolską.

Na konferencji wygłoszono przeszło 95 referatów (częściowo w równoległych sekcjach) dotyczących przede wszystkim zjawisk elektronowych w kryształach, zagadnień oddziaływania elektronów z siecią krystaliczną, stanów powierzchniowych, elektro- i fotoluminiscencji.

Na podstawie wygłoszonych referatów można uzyskać obraz najaktualniejszych obecnie kierunków rozwoju w fizyce ciała stałego. W referatach teoretycznych poświęcono dużo uwagi zagadnieniom oddziaływania elektronów z drganiami sieci i mało do niedawna opracowanym zagadnieniom przewodnictwa cieplnego i termoelektryczności. Na uwagę zasługuje tutaj obszerna praca Herringa na temat oddziaływania elektronów z fononami o niskiej częstotliwości. Liczne prace za-

również teoretyczne jak i doświadczalne dotyczyły właściwości magnetycznych półprzewodników i analizy efektów galwanomagnetycznych i foto-elektromagnetycznych. Szereg referatów podejmował zagadnienie wpływu dyzlokacji, odkształceń sprężystych i plastycznych na wzrost krystalów i ich właściwości elektryczne i optyczne.

Obszerny referat Bardeena i kilka bardziej szczegółowych referatów poświęcone były zagadnieniu metod doświadczalnych badania stanów powierzchniowych.

„Półprzewodnikowców“ zainteresowała szczególnie praca E. Bursteina, G. Picusa, i H. A. Gebbiego na temat rezonansu cyklotronowego. Wykazali oni, że to tak ważne zjawisko obserwowane dotychczas tylko w dziedzinie częstości mikrofalowych i w temperaturach helowych, może być zaobserwowane w podczerwieni w temperaturze pokojowej. Stwarza to nowe możliwości badania właściwości elektronów w szeregu ważnych półprzewodników.

Dość liczną grupę stanowiły referaty poświęcone właściwościom krystalów jonowych.

Wadą Konferencji było to, że pozostawiono zbyt mało czasu na dyskusje po referatach. Brak było również obszerniejszych referatów o charakterze syntetycznym. Program nie był jednak na ogół przeładowany, tak że było dosyć okazji na kontakty i dyskusje kulturalne.

Nie można również pominąć strony turystycznej, Konferencja odbywała się w pięknie położonej miejscowości w Alpach Bawarskich; uczestnicy mieli okazję odbycia wspólnych wycieczek na otaczające szczyty i jeziora górskie.

L. Sosnowski

VI Konferencja Laureatów Nagrody Nobla

Z początkiem lipca br. odbyła się na wyspie Mainan na Jeziorze Bodeńskim doroczna, szósta z kolei Konferencja Laureatów Nagrody Nobla. W konferencji wzięło udział 51 laureatów Nagrody Nobla, przybyłych z całego świata. Uczni podpisali wspólnie apel, skierowany do wielkich mocarstw, z żądaniem zakazu broni atomowej.

Załączone zdjęcie przedstawia grupę uczonych po zakończeniu obrad. Przemawia Wolfgang Pauli.

Zamierzenia CERN-u

Jesienne wydanie *The Times Science Review* zamieszcza artykuł J. A. Newtha o Europejskiej Organizacji Badań Jądrowych, zawierający informację o planowanym rozwoju badań i rozbudowie aparatury CERN-u.

Podstawowym narzędziem badań fizyków z 12 krajów europejskich, będących członkami Organizacji, będą dwa wielkie akceleratory, budowane w miejscowości Meyrin w pobliżu Genewy. Budowa tych akceleratorów jest głównym z zadań, dla których CERN został utworzony w 1952 r. Mniejszy z tych akceleratorów, posiadający budowę „standardową”, ma być w najbliższym czasie oddany do użytku. Jest to synchronocyklotron, który dawać będzie protony o energii ok. 600 MeV. Akcelerator jest podobny do czterech innych, już zbudowanych w Chicago, Columbi, Liverpoolu i Moskwie, przy czym będzie on większy od pierwszych trzech wymienionych, ale ustępować będzie akceleratorowi w ZSRR. Magnes waży 2500 ton i posiada bieguny o średnicy 5 metrów. Głównym zadaniem akceleratora bę-

dzie umożliwienie zwiększenia dokładności pomiarów w zakresie energii, badanym już za pomocą innych akceleratorów. W tym celu szczególną uwagę konstruktorów skupia zagadnienie otrzymania intensywnych wiązek cząstek w korzystnych dla eksperymentów warunkach, przy czym wyzyskuje się doświadczenie, zdobyte przy innych akceleratorach. Z akceleratora otrzymywać się będzie, jako wtórne cząstki, mezony π , których szczegółowe badanie będzie na dłuższy okres czasu ważnym zadaniem dla fizyków pracujących przy pomocy tego akceleratora.

Drugi z budowanych akceleratorów, daleki jeszcze od ukończenia, to synchrotron dla protonów o energii 25 GeV. Ma on być w chwili zbudowania największym z akceleratorów (obecnie największy jest akcelerator w Berkeley w Stanach Zjednoczonych, dający protony o energii przeszło 6 GeV, wkrótce jednak pierwszeństwo przejdzie do akceleratora 10 GeV budowanego w ZSRR. W ZSRR projektowany jest ponadto akcelerator dla energii 50 GeV).

Akcelerator ten jest synchrotronem nowego typu, z zastosowaniem zaproponowanego w 1952 r. ulepszanego silnego ogniskowania wiązki metodą „zmiennego gradientu”.

Ulepszone ogniskowanie pozwala zmniejszyć rozmiary komory próżniowej dla cząstek, a zatem także rozmiary i wagę magnesu. Dla porównania: magnes „bevatronu” w Berkeley (protony 6 GeV) waży 10 000 ton, a ciężar magnesu synchrotronu CERN-u (protony 25 GeV) wyniesie 3200 ton. Średnica synchrotronu wynosi 200 metrów. Cząstki obiegają będą pierścien



H. Raman



Uczestnicy VI konferencji Laureatów Nagrody Nobla.
Przemawia Wolfgang Pauli.

o tej średnicy około miliona razy, uzyskując olbrzymią energię 25 GeV. Oczekuje się, że magnes zainstalowany zostanie w 1958 r., całe urządzenie nie będzie jednak gotowe przed rokiem 1960. Doniosłym zadaniem akceleratora będzie badanie reakcji jądrowych powyżej 10 GeV oraz wytwarzanie i analiza właściwości cząstek elementarnych, mezonów ciężkich i hiperonów.

Poza tymi urządzeniami, które są w budowie, CERN prowadzi już badania w kilku dziedzinach. W szczególności prowadzone są badania w zakresie promieni kosmicznych w dwóch grupach fizyków z różnych krajów. Jedną z tych grup prowadzi badania tworzenia się ciężkich mezonów i hiperonów w reakcjach jądrowych wielkich energii. Laboratorium mieści się na Jungfraujoch w Alpach Szwajcarskich. Druga grupa fizyków buduje w Genewie dwie bardzo wielkie komory Wilsona w celu badania właściwości ciężkich mezonów. Konstruowana jest również aparatura elektroniczna do wyznaczenia średniego czasu życia mezonów.

W Meyrin powstanie wielki ośrodek wszechstronnych badań jądrowych, wyposażony w nowoczesną aparaturę, m. in. w elektroniczne maszyny do liczenia, wielkie zakłady mechaniczne i elektryczne, bibliotekę itd.

W chwili obecnej CERN posiada grupę teoretyczną, która pracuje w Kopenhadze. Grupa ta, zajmuje się różnymi zagadnieniami teoretycznej fizyki jądrowej i ma w przyszłości przenieść się do nowego ośrodka w Meyrin.

Badania w ramach CERN-u będą prowadzone równoległe do badań w zakresie fizyki jądrowej w poszczególnych wchodzących do Organizacji krajach i będą poświęcone tym zagadnieniom, które przekraczając możliwości pojedynczych krajów, wymagają łącznego wysiłku.

Konferencja krystalograficzna w Madrycie

W dniach 2—7 kwietnia w Madrycie odbyła się międzynarodowa konferencja poświęcona zagadnieniom krystalografii. Konferencje takie odbywają się raz na trzy lata z inicjatywy utworzonego w 1947 r. Międzynarodowego Związku Krystalografów, do którego wchodzi uczeni z 27 krajów. Tematem było badanie struktury obiektów o rozmiarach pośrednich pomiędzy atomowymi i mikroskopowymi. Odbyły się także otwarte zebrania komisji Związku, poświęcone aparaturze krystalograficznej i nauczaniu krystalografii.

Konferencja w Mediolanie poświęcona automatyce

W dniach 8—13 kwietnia odbyła się w Mediolanie konferencja poświęcona automatyce. Była to VI z sesji „Dni Nauki” organizowanych co roku we Włoszech. Zebrania odbywały się w Narodowym Muzeum Nauki i Technologii, gdzie równocześnie odbywała się wystawa przyrządów. Obrady dotyczyły bardzo szerokiego kręgu zagadnień: podstaw naukowych i technicznych automatyzacji, ekonomicznych i technicznych zastosowań, ekonomicznego i społecznego znaczenia automatyzacji. Udział wzięło około tysiąca osób z 19 krajów, wśród nich delegaci polscy.

Medal im. K. Ciołkowskiego

Prezydium Akademii Nauk ZSRR zatwierdziło wniosek o przyznawaniu złotego medalu im. K. Ciołkowskiego. Medal będzie przyznawany raz na trzy lata, poczynając od roku 1957, za osiągnięcia z zakresu lotów międzyplanetarnych. Medal otrzymać mogą zarówno radzieccy uczeni, jak i uczeni z innych krajów za wykonane przez nich wybitne prace z zakresu astronautyki.



Brytyjski zegar atomowy

Sygnały czasu zegara atomowego z United Kingdom National Physical Laboratory nadawane są codziennie przez radio do innych krajów.

Zegar mierzy czas przez rejestrację częstości atomowej cezu. Pomiar jest niezależny od temperatury, ciśnienia i mechanicznych wibracji. Dokładność wynosi jedną setną sekundy na rok — jest to pomiar czasu trzydziestokrotnie dokładniejszy niż najdokładniejszy pomiar astronomiczny.

W chwili obecnej zegar służy jako podstawa do prac naukowych oraz jako wzorzec pomiaru czasu. W jednym z projektów, opracowanym łącznie z astronomami angielskimi i amerykańskimi, zegar ma posłużyć do zmierzenia zmienności obrotu Ziemi, zmierzenia zmienności długości roku.

Detekcja promieni γ

Promienie γ przechodzą na ogół przez komorę Wilsona lub cieczową nierejestrowane, gdyż rzadko generują wtórne elektrony w objętości komory. Grupa fizyków z uniwersytetu w Michigan modyfikuje komorę, napieniając ją ciekłym ksenonem. Ksenon jest ciężki i prawdopodobieństwo utworzenia pary w objętości komory wzrasta w znacznym stopniu, co umo-

żliwia regularną rejestrację promieni γ .

Powołanie pełnomocnika rządu i utworzenie Państwowej Rady do Spraw Pokojowego Wykorzystania Energii Jądrowej

W sierpniu br. powołany został Pełnomocnik Rządu do Spraw Pokojowego Wykorzystania Energii Jądrowej min. Wilhelm Billig, a z początkiem września br. utworzona została Państwowa Rada do Spraw Pokojowego Wykorzystania Energii Jądrowej. W skład Rady wchodzi: Wilhelm Billig — pełnomocnik Rządu do Spraw Wykorzystania Energii Jądrowej jako przewodniczący Rady oraz: prof. dr Osman Achmatowicz — wiceminister Szkolnictwa Wyższego, dr Bohdan Bednarski — wiceminister Zdrowia, inż. Ignacy Borejdo — wiceminister Hutnictwa, mgr inż. Tadeusz Dryzek — generalny dyrektor w Ministerstwie Energetyki, prof. dr Leopold Infeld — przewodniczący Komitetu do Spraw Pokojowego Wykorzystania Energii Jądrowej Polskiej Akademii Nauk, inż. Zdzisław Kopczyński — wiceminister Przemysłu Maszynowego, prof. dr Juliusz Katz-Suchy — minister pełnomocny w Ministerstwie Spraw Zagranicznych, inż. Mieczysław Lesz — zastępca przewodniczącego Państwowej Komisji Planowania Gospodarczego, prof. dr Paweł Nowacki — członek-korespondent PAN, prof. dr Paweł Szulkin — zastępca sekretarza naukowego PAN, prof. dr Andrzej Sołtan — dyrektor Instytutu Badań Jądrowych PAN, mgr inż. Franciszek Ulak — wiceminister Przemysłu Chemicznego, gen. bryg. Kazimierz Underko z Ministerstwa Obrony Narodowej oraz prof. dr Włodzimierz Trzebiatowski — członek Prezydium PAN.

Pierwszy sztuczny satelita Ziemi

W styczniu 1957 roku wystrzelony ma być w USA pierwszy sztuczny sate-

lita Ziemi. Masa satelity wynosić będzie 11 kg. Krążyć on będzie po elipsie dookoła Ziemi na średniej wysokości 240 km. Satelita będzie miał kształt kulisty i wykonany zostanie ze stopu aluminium. Umieszczone wewnątrz przyrządy zasilane będą przez baterię w ciągu dwóch tygodni, przy czym wyniki obserwacji przekazywane będą na Ziemię.

Polskie Towarzystwo Fizyczne

Oddział Gdański

Skład Zarządu Oddziału: przewodniczący — prof. dr Wł. Mościcki, zast. przewodniczącego — prof. dr J. Adamczewski, zast. przewodniczącego — prof. dr J. Olszewski, sekretarz — as. J. Albertowicz, skarbnik — mgr E. Gazda, przewodniczący sekcji dydaktycznej — mgr H. Żabul, członek zarządu — mgr Cz. Bojarski, członek zarządu — mgr inż. J. Sułocki.

W pierwszym półroczu 1956 r. odbyło się jedno zebranie naukowe i 3 zebrania poświęcone zagadnieniom nauczania.

Tytuły referatów:

mgr B. Piekara — Badania nad licznikami Geigera-Müllera po 1950 r.,
prof. dr Wł. Mościcki — Wprowadzanie pojęcia pola do programu szkoły średniej,

mgr B a d z i ą g — Pojęcie pola w dotychczasowym programie szkoły średniej,

mgr B. Piekara — Sposób wprowadzania pojęcia pola do programu szkoły średniej proponowany przez prof. A. Piekare.

Zorganizowano cykl odczytów poświęconych pamięci A. Einsteina.

Poszczególne odczyty:

prof. dr Wł. Mościcki — A. Einstein — twórca nowych poglądów na czas i przestrzeń,

prof. dr J. Olszewski — O dziwnych właściwościach poruszających się zegarów i innych konsekwencjach ruchu,

prof. dr J. Weysenhoff — Newton, Einstein i Teoria Grawitacji,
mgr inż. J. Sułocki — Poglądy Einsteina na naturę światła.

Średnia frekwencja — 200 osób.

Prof. dr J. Adamczewski wygłosił referat popularny pt. Oddziaływanie promieniowania na materię. Frekwencja — ok. 100 osób.

Prof. dr Wł. Mościcki wygłosił w ramach współpracy z DOSZ-em dwa odczyty dla nauczycieli, poświęcone zagadnieniom energii atomowej.

Sekcja dydaktyczna organizowała sobotnie wykłady z demonstracjami, przeznaczone dla młodzieży szkół średnich. Odbyło się 17 wykładów. Średnia frekwencja — ok. 45 osób.

Ponadto wielu członków brało systematyczny udział w akcji odczytowej TWP.

Oddział Gliwicki

Skład Zarządu Oddziału: przewodniczący — prof. M. Konopacki, zast. przewodniczącego — prof. S. Węgrzyn, sekretarz — mgr S. Kończak, skarbnik — mgr F. Kumaszk, członkowie zarządu — prof. K. Gostkowski, prof. M. Puchalik, prof. Ż. Trybalski. Komisja Rewizyjna: przewodniczący — prof. B. Matuła, członkowie — mgr inż. A. Macura, mgr T. Szweda.

W pierwszym półroczu 1956 r. odbyło się 5 zebrań naukowych, na których wygłoszono referaty:

doc. dr S. Węgrzyn — Wrażenia z podróży naukowej do Czechosłowacji,

doc. dr S. Węgrzyn — Teoria nowych transduktorów o odpowiedzi krótszej od jednego okresu,

mgr inż. W. Geisler — Sprawozdanie z IV Międzynarodowej Konferencji Astronautycznej w Kopenhadze,

kand. n. J. Łopuszański — Statystyczne podstawy teorii Onsagera,

mgr J. Wojtala — Benjamin Franklin — w 250 rocznicę urodzin.

W ramach akcji popularyzacyjnej ogłoszono 4 odczyty w szkołach średnich.

Oddział Krakowski

Skład Zarządu Oddziału: przewodniczący — prof. dr L. Jurkiewicz, zast. przewodniczącego — mgr A. Strzałkowski, sekretarz — mgr Z. Buja, skarbnik — mgr A. Oleś, członkowie zarządu — prof. dr H. Niewodniczański, doc. dr M. Massalski. Komisja Rewizyjna: doc. dr A. Hrynkiewicz, prof. dr A. Jagielski, mgr J. Kalisz. Zarząd Sekcji Dydaktycznej: doc. dr T. Piech, dr T. Strojny, mgr D. Kuniszówna.

W pierwszym półroczu 1956 r. odbyło się 18 zebrań naukowych, na których ogłoszono odczyty:

prof. dr L. Jurkiewicz — Badanie widma energetycznego fotonów i elektronów w promieniowaniu kosmicznym przy pomocy licznika scyntylacyjnego,

mgr W. Czyż — Polaryzacja fotonów w reakcji ${}^9\text{Be}(\gamma) {}^8\text{Be}/n$,

prof. dr M. Mięśowicz — Obserwacja antyprotonu,

A. Wanic — O monochromatyzacji neutronów,

prof. dr M. Mięśowicz — Wypadki interpretowane jako anihilacje antyprotonów,

mgr A. Szkatuła — Liczniki iskrowe i ich zastosowania w technice,

doc. dr A. Hrynkiewicz — Konferencja na temat spektroskopii jądrowej w Moskwie (dwa wykłady),

doc. dr A. Hrynkiewicz — Wydział Fizyczny Uniwersytetu Moskiewskiego,

prof. dr H. Niewodniczański — Zwiedzanie Instytutu Fizyki Collège de France,

doc. dr E. Fenyves (Budapeszt) — Organizacja i prace naukowe Zakładu Promieni Kosmicznych Instytutu Fizyki Węgierskiej Akademii Nauk,

mgr inż. R. Przewłocki — Zastosowanie fizyki jądrowej do geofizyki,

doc. dr A. Hrynkiewicz — Pomiar czasów życia jąder wzbudzonych,

prof. dr M. Mięśowicz — O użyciu impulsowych pól magnetycznych przy badaniu cząstek relatywistycznych metodą emulsji fotograficznych.

doc. dr A. Hrynkiewicz — Promieniowanie hamowania wewnętrznego przy wychwycie K,

mgr F. Leś — Izotopowa analiza spektralna,

mgr A. Strzałkowski — Cyklotron kijowski,

doc. dr A. Hrynkiewicz — O zasięgu elektronów małej energii,

mgr L. Pomorski — O źródłach jonów,

mgr J. Babecki — O krzywej przejścia składowej fotonowoelektronowej wielkich pęków promieniowania kosmicznego w ołowiu,

doc. dr A. Hrynkiewicz — Nowe próby wykrycia antyneutrino.

Kontynuowano rozpoczęty w roku 1955 cykl wykładów dla pracowników naukowych pod ogólnym tytułem „Fizyczne podstawy zastosowań izotopów promieniotwórczych“.

Poszczególne wykłady:

doc. dr M. Massalski — Ocena błędów w pomiarach promieniowania jądrowego,

mgr inż. T. Florkowski — Bezpieczeństwo pracy z promieniowaniem jądrowym,

mgr O. Czyżewski — Urządzenia pracowni do badań z izotopami promieniotwórczymi.

Przeciętna frekwencja — ok. 100 osób.

W ramach współpracy naukowców z robotnikami kontynuowano cykl podstawowych odczytów — pokazów z fizyki.

Poszczególne odczyty:

mgr D. Kulgawczuk — Pole elektryczne i magnetyczne,

mgr Z. Rogulska — Prądy elektryczne w gazach,

mgr inż. R. Rau — Fale elektromagnetyczne,

mgr F. Leś — Falowa struktura światła,

mgr A. Kisiel — Budowa atomu i powstawanie widm,

mgr K. Poradziszowa — Analiza widmowa,

mgr L. Jarczyk — Promienie Rentgena,

mgr Z. Lesiowa — Fluorescencja,

mgr O. Czyżewski — Dwoista natura materii (fale i cząstki),

mgr S. Wiktor — Jądro atomowe,

mgr J. Babecki — Cząstki elementarne,

mgr A. Budzanowski — Metody detekcji cząstek jonizujących,

mgr A. Rozkrut — Promieniotwórczość naturalna i sztuczna,

mgr M. Wierzbicki — Energia atomowa.

Przeciętna frekwencja ok. 150 osób.

Zorganizowano cykl odczytów popularnonaukowych pod ogólnym tytułem „Optyka atomowa i molekularna“.

Poszczególne odczyty:

prof. mgr T. Skaliński — Zastosowania techniczne optyki molekularnej,

prof. dr H. Niewodniczański — Natura światła,

mgr D. Kuńszówna — Widma atomowe jako podstawa analizy spektralnej,

mgr F. Leś — Nadsubtelna struktura linii widmowych,

mgr A. Kisiel — Luminescencja.

Na zebraniach sekcji dydaktycznej ogłoszono trzy odczyty:

prof. dr M. Mięśowicz — Światowe zapotrzebowanie surowców energii a zagadnienie energii atomowej,

mgr O. Czyżewski — Demonstracje metod doświadczalnych detekcji cząstek elementarnych,

doc. dr T. Piech — Własności magnetyczne materii.

Przeciętna frekwencja — ok. 30 osób.

Oddział Lubelski

Skład Zarządu Oddziału: przewodniczący — doc. dr A. Teske, zast. przewodniczącego — zast. prof. kand. D. Stachórska, sekretarz — mgr S. Szpikowski, skarbnik — mgr J. Skierczyński, członek zarządu — doc. dr W. Żuk.

W pierwszym półroczu 1956 r. odbyło się 6 zebrań naukowych, na których wygłoszono referaty:

mgr J. Skierczyński — Rozdział termodyfuzyjny szeregu alkoholi alifatycznych,

mgr S. Szpikowski — Fizyka niektórych procesów biologicznych, doc. dr A. Teske — In memoriam Ireny Curie-Joliot,

mgr S. Kapiszewski — Życie i dzieło Piotra Curie w 50 rocznicę urodzin,

mgr E. Dowgird — O znaczeniu ruchów Browna dla techniki ważenia,

prof. dr J. Nikliborc — Emisja polowa i mikroskop polowy,

zast. prof. kand. n. D. Stachórska — Otrzymanie antyprotonu w laboratorium.

Przeciętna frekwencja — ok. 30 osób.

Ponadto mgr S. Szpikowski wygłosił dwa odczyty popularnonaukowe, jeden zorganizowany przez wojewódzką radę narodową na temat: „Historia odkrycia i wykorzystania energii jądrowej“, drugi w Akademii Medycznej w Białymstoku: „Fizyka wzrostu i podziału komórek żywych“.

Oddział Łódzki

Skład Zarządu Oddziału: przewodniczący — prof. dr F. Wiśniewski, zast. przewodniczącego — prof. dr E. Skorko, sekretarz — mgr A. Tomaszewski, skarbnik — mgr B.

Piotrowski, członek zarządu — mgr L. Cieślík.

Skład Komisji Rewizyjnej: przewodniczący — prof. E. Dmochowski, członkowie — prof. dr L. Kołodziejczyk, mgr Z. Piotrowska.

Skład Komisji Odczytowej: przewodniczący mgr L. Cieślík, członkowie — prof. L. Kojrański, mgr S. Michalak.

W pierwszym półroczu 1956 r. odbyły się trzy zebrania naukowe, na których wygłoszono odczyty:

mgr A. Drobniak — Zastosowanie niektórych kryształów piezoelektrycznych do defektoskopii ultradźwiękowej,

prof. A. Zawadzki — Fizyczne konsekwencje wynikające przy stosowaniu układu Giorgiego,

mgr H. Juraszyńska — Doświadczalne fakty stwierdzające istnienie antyprotonu,

Wygłoszono cztery odczyty popularne:

prof. E. Dmochowski — Promieniowanie Roentgena w służbie techniki,

prof. E. Skorko — Rozwój poglądów na naturę światła,

mgr A. Drobniak — Ultradźwięki,
mgr T. Tietz — Einstein i jego teoria względności.

Wygłoszono sześć odczytów dla nauczycieli:

mgr M. Rogalski — Własności ciał w niskich temperaturach,

mgr K. Niedźwiedziuk — Samoindukcja i pojemność w obwodzie prądu zmiennego,

mgr A. Drobniak — Ultradźwięki,
mgr W. Karniewicz — Atomy cechowane,

prof. S. Karasek — Wybrane zagadnienia z teorii kwantów,

prof. L. Kojrański — Metodyka doświadczeń z analizy widmowej,

Ponadto wygłoszono 21 odczytów dla uczniów szkół średnich.

Oddział Poznański

Skład Zarządu Oddziału: przewodniczący — prof. dr M. Kwiek, zast. przewodniczącego — prof. dr A. Piekara, zast. przewodniczącego — prof. mgr A. Pilawski, sekretarz — mgr B. Rogowska, skarbnik — mgr J. Małecki, członkowie zarządu — mgr J. Pietrzak, mgr L. Nowicki, mgr A. Markiewicz, mgr M. Surma.

W pierwszym półroczu 1956 r. odbyło się 12 zebrań naukowych i dydaktycznych, na których wygłoszono referaty:

mgr A. Jaśkiewicz — Histeresa temperaturowa czasu relaksacji polaryzacji tytanianu baru,

mgr J. Morkowski — Powłokowy model jądra atomowego,

prof. dr A. Piekara, mgr J. Gibalewicz, mgr J. Małecki, mgr M. Surma — Impulsowe pola magnetyczne,

mgr J. Suwalski — Wzmacnianie dielektryczne,

mgr T. Hilczer — Ciężkie nie trwałe cząstki,

prof. dr A. Piekara, mgr A. Chełkowski, mgr S. Kielich — Nowy typ nasycenia dielektrycznego w cieczach dipolowych,

prof. dr J. Weysenhoff — Newton, Einstein i ich teorie grawitacji,

mgr J. Kociński — Teoria zjawiska koercji w ferromagnetykach,

prof. dr A. Piekara — Wrażenia ze Zjazdu Fizyków w Lipsku,

mgr A. Markiewicz — Mikrofały i ich zastosowanie w nauce i technice,

prof. dr M. Kwiek — Nowa metoda analizy drgań niestacjonarnych.

Zorganizowano cykl odczytów popularnych pt. „Najważniejsze problemy fizyki jądrowej i jej zastosowań“. Cykl obejmował 5 odczytów:

prof. dr S. Loria — Od atomu do jądra,

prof. dr S. Szczeniowski —
Teoria jądra atomowego,

doc. dr A. Hrynkiewicz —
Metody wyzwalania energii jądrowej,
mgr J. Jóźwiak — Izotopy promieniotwórcze na usługach geochronologii,

mgr T. Hilczer — Zastosowanie izotopów promieniotwórczych w nauce i technice.

Przeciętna frekwencja — ok. 100 osób.

Zorganizowano cykl odczytów z pokazami na temat drgań dźwiękowych i świetlnych dla młodzieży szkół średnich. Wygłoszono 9 odczytów. Przeciętna frekwencja: 25—50 osób.

Oddział Szczeciński

Skład Zarządu Oddziału: przewodniczący — mgr inż. Z. Ogrzewalski, zast. przewodniczącego — mgr W. Nowak, sekretarz — mgr T. Rewaj, skarbnik — F. Łada.

W pierwszym półroczu 1956 r. odbyły się dwa zebrania naukowe, na których wygłoszono referaty:

prof. dr Wł. Mościcki — Problematyka prac naukowych I Zakładu Politechniki Gdańskiej,

zast. prof. mgr inż. Ogrzewalski — Generator elektrostatyczny typu Van de Graafa Politechniki Gdańskiej.

Zorganizowano cykl odczytów popularnonaukowych pt. „Izotopy promieniotwórcze“.

Poszczególne odczyty:

prof. dr Wł. Mościcki — Zastosowanie analizy izotopowej w badaniach geologicznych,

dr Cz. Murczyński — Zastosowanie izotopów promieniotwórczych w medycynie,

dr S. Kownas — Radioizotopy w rolnictwie,

zast. prof. mgr inż. Z. Ogrzewalski — Fabryki izotopów promieniotwórczych,

dr J. Dobrowolski — Przemiany termojądrowe,

prof. dr I. Adamczewski — Oddziaływanie promieniowania na materię.

Przeciętna frekwencja wahała się od 200 do 400 osób.

Ponadto zorganizowano dwa odczyty z pokazami dla uczniów szkół średnich.

Oddział Toruński

Skład Zarządu Oddziału: przewodniczący — prof. kand. n. K. Antonowicz, sekretarz — mgr R. Bauer, skarbnik — S. Pruski, członek zarządu — mgr J. Grzywacz.

W pierwszym półroczu 1956 r. odbyło się jedno zebranie naukowe, na którym prof. kand. K. Antonowicz wygłosił referat „O czasach relaksacji w rezonansie jądrowym“.

Zorganizowano cykl odczytów popularnych.

Poszczególne odczyty:

prof. J. Rayski — Cząstki elementarne,

prof. J. Nikliborc — Struktura kryształów i ich niektóre właściwości,
prof. A. Jabłoński — Luminescencja,

prof. K. Antonowicz — Rezonans jądrowy,

Przeciętna frekwencja — ok. 200 osób.

Ponadto wygłoszono 41 odczytów dla młodzieży szkół średnich.

Oddział Warszawski

Skład Zarządu Oddziału: przewodniczący — doc. Z. Wilhelmi, zast. przewodniczącego — doc. J. Werle, skarbnik — mgr Z. Mizgier, sekretarz — mgr E. Skrzypczakowa, członek zarządu — mgr J. Bogdanowicz, kierownik akcji popularyzacyjnej — mgr S. Czarnecki.

W pierwszym półroczu 1956 r. odbyły się dwa zebrania naukowe, na których wygłoszono referaty:

prof. dr S. Loria — Działalność naukowa Piotra Curie,

prof. dr A. Sołtan — Piotr Curie a fizyka jądrowa.

Wygłoszono 17 odczytów z pokazami dla młodzieży szkół średnich. Przeciętą frekwencja — ok. 200 osób.

Oddział Wrocławski

Skład Zarządu Oddziału: przewodniczący prof. J. Łopuszański, zastępca przewodniczącego — mgr B. Sujak, sekretarz — mgr K. Wojciechowski, skarbnik — mgr T. Hoffman, członkowie zarządu: mgr W. Gaj, mgr K. Michalski, mgr J. Miękisz. Skład Komisji Rewizyjnej: przewodniczący — prof. dr J. Nikliborc, członkowie — prof. Z. Bodnar, mgr Z. Męclewski.

W pierwszym półroczu 1956 r. odbyło się 11 zebrań naukowych, na których wygłoszono referaty:

prof. R. S. Ingarden, mgr B. Rosenfeld — Wrażenia z pobytu w NRD,

prof. B. Makiej — O rozkładzie pola magnetycznego wewnątrz szczeliny torusa nadprzewodzącego,

prof. J. Wesołowski — O antyprotonie,

prof. J. Rayski — Uwagi o mezonach ciężkich i hiperonach,

prof. J. Rayski — O teorii dwulokalnej,

mgr B. Sujak — Wzbudzona emisja elektronów z powierzchni ciała stałego metodą badania poziomów energetycznych,

prof. J. Godziński — Rozchodzenie się fal elektromagnetycznych nad niejednorodną ziemią kulistą,

prof. J. Plebański — O wynikaniu równań ruchu z równań pola w ogólnej teorii względności,

mgr B. Sujak, mgr T. Lewowski — Emisja ze szkła,

prof. dr J. Nikliborc — Emisja połowa i mikroskop połowy,

mgr Ł. Wojda, mgr R. Męclewski — Wpływ kształtu katody na rozkład gęstości prądu w mikroskopie,

prof. J. Romer — Zagadnienia ostrości obrazu fotograficznego.

Ponadto wygłoszono 10 odczytów z pokazami dla młodzieży szkół średnich.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD

Przewodniczący
Prof. dr LEOPOLD INFELD, czł. rzecz. PAN
Wiceprzewodniczący
Prof. dr ANDRZEJ SOŁTAN, czł. koresp. PAN
Sekretarz
Kand. n. JANUSZ DĄBROWSKI
Skarbnik
Prof. dr JERZY PNIEWSKI
Członek Zarządu
Prof. dr LEONARD SOSNOWSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk — Prof. dr IGNACY ADAMCZEWSKI
Głiwice — Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI
Kraków — Prof. dr LEOPOLD JURKIEWICZ
Lublin — Prof. dr ARMIN TESKE
Łódź — Prof. dr FELIKS J. WIŚNIEWSKI
Poznań — Prof. dr ARKADIUSZ PIEKARA
Szczecin — Prof. Z. OGRZEWAŁSKI
Toruń — Prof. dr WANDA HANUSOWA
Warszawa — Prof. kand. n. ZDZISŁAW WILHELMI
Wrocław — Prof. kand. n. JAN ŁOPUSZAŃSKI

T R E Ś Ć

	str.
J. Hurwic — Benjamin Franklin — uczoney i polityk	487
I. W. Kurczatow — Wytwarzanie reakcji termojądrowych w wyładowaniu w gazie	493
L. Kozłowski — Natężenie koercyjne ferromagnetyków proszkowych oraz litych materiałów używanych na magnesy trwałe typu alni i alnico	507
T. Olczak — Prof. dr Edward Stenz	531
 RECENZJE	
J. Kuznecow — Wartościowa praca z historii fizyki	535
 ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
Międzynarodowa konferencja poświęcona reakcjom jądrowym, Amsterdam (J. Dąbrowski)	546
XIII konferencja Międzynarodowego Komitetu Oświatleniowego w Zurychu (J. Roliński)	549
II konferencja Techniki Ultradźwiękowej (B. Leśniak)	557
Międzynarodowa konferencja poświęcona półprzewodnikom i fosforom, Garmisch Partenkirchen (L. Sosnowski)	558
KRONIKA	560