SPÓŁCZESNA TEORJA ELEKTRYCZNOŚCI

...awa 1913
...ende i S-ka

3277

NORMAN ROBERT CAMPBELL

SPÓŁCZESNA TEORJA ELEKTRYCZNOŚCI

Przełożył i uwagami opatrzył

LUDWIK SILBERSTEIN



Nakład Henryka Lindenfelda. Warszawa 1913
Skład główny w księgarni p. f. E. Wende i S-ka

Biblioteka
Sejmu Śląskiego

14745
I.





x-44829
14745 I

Czcionkami Drukarni Naukowej, Warszawa, Mazowiecka 8.

OD TŁUMACZA.

Książka niniejsza, zawierająca przystępny, lecz dość pogłębiony i wielostronny wykład teorji elektronowej i licznych jej zastosowań, jest dosłownym niemal przekładem oryginału angielskiego: Modern electrical theory (Cambridge University Press, 1907). Opuściłem tylko artykuły 8.—10. rozdziału XIV., ze względów wyłuszczonych w odpowiednim miejscu tekstu, oraz krótką przedmowę autora, mającą w znacznej części charakter lokalny. Pozatym pozwoliłem sobie jedynie poprawić drobne, a oczywiste omyłki w niektórych wzorach i pomniejsze usterki w wysłowieniu, nie zmieniając jednak myśli autora. Tu i owdzie dodałem własne objaśnienia lub uzupełnienia, czy to w postaci przypisków u dołu stronicy, czy też — w nawiasach prostokątnych — w samym tekście.

Niewielkie to stosunkowo, lecz pełne treści faktycznej i uwag podniecających dziełko stanowić może, w pierwszym rzędzie, znakomite a niezbędne uzupełnienie tomu III. Zasad Fizyki nieodżałowanego profesora Augusta Witkowskiego.

L. S.

Londyn
w marcu 1913.

Biblioteka
Sejmu Śląskiego

TREŚĆ.

CZĘŚĆ I.

POLE ELEKTROMAGNETYCZNE.

ROZDZ. STR.

I. Teorja pola elektrycznego Faradaya i podstawy nowoczesnej teorji elektrycznej 1

Stara i nowa fizyka. Faradaya linje siły. Rozwinięcie teorji Faradaya. Rurki siły. Rurki Faradaya w ruchu. Natężenie magnetyczne. Prądy przewodzone i prądy konwekcyjne. Kula naładowana w ruchu. Działanie elektrostatyczne i elektromagnetyczne. Energja pola magnetycznego. Indukcja prądu.

II. Elektromagnetyczna teorja światła 29

Skończona prędkość propagacji działań elektrycznych. Obliczenie prędkości propagacji. Wyznaczenie prędkości propagacji. Teorja elektromagnetyczna światła. Prawa optyczne z punktu widzenia elektromagnetycznego. Światło spolaryzowane. Optyczne własności przewodników. Konieczność rozszerzenia teorji.

CZĘŚĆ II.

TEORJA ELEKTRONOWA. METODY DEDUKCYJNE.

III. Stała dielektryczna i spółczynnik załamania 49

Indukcja elektryczna. Hipoteza Lorentza. Elektrony. Odróżnienie przewodnika od izolatora. Obliczenie stałej dielektrycznej. Obliczenie spółczynnika załamania. Interpretacja fizyczna. Rezonans. Pochłanianie selektywne. Wzór dyspersyjny Sellmeyera. Porównanie teorji z doświadczeniem.

Biblioteka
Śląskiego.

ROZDZ. STR.

Dyspersja normalna i anormalna. Własności optyczne kryształów. Dyspersja w metalach. Promieniowanie światła.

IV. Magnetyzm 74

Paramagnetyzm i diamagnetyzm. Teorja Webera. Teorje Ampère'a i Maxwella. Teorja elektronowa. Obliczenie k dla ciał diamagnetycznych, k dla ciał paramagnetycznych.

V. Działanie magnetyzmu na światło 84

Zjawisko Faradaya. Zasada zjawiska Zeemana. Zjawisko Zeemana. Ładunek i masa elektronu. Prosty sposób obserwowania zjawiska Zeemana. Promieniowanie orbit elektronowych. Zasada zjawiska Faradaya. Porównanie z doświadczeniem. Światło widziane prostopadle do pola magnetycznego. Zjawisko Zeemana w linjach absorbcyjnych. Zjawisko Kerra.

VI. Przewodnictwo elektryczne i cieplne 104

Przewodnictwo elektrolityczne i metaliczne. Hipoteza elektronowa. Ruch cieplny elektronów. Obliczenie przewodnictwa elektrycznego. Prawo Joule'a i mechanizm oporu. Przewodnictwo a optyka. Przewodzenie ciepła. Prawo Wiedemanna-Franza. Termoelektryczność. Skutek Thomsona. Skutek Peltiera.

VII. Przewodzenie w polu magnetycznym 127

Zasady ogólne. Zjawisko Halla. Zmiany termiczne. Skutki podłużne, cieplne i elektryczne. Trudności związane ze zjawiskiem Halla. Streszczenie.

CZĘŚĆ III.

TEORJA ELEKTRONOWA. METODY INDUKCYJNE.

VIII. Przewodzenie elektryczności w gazach 137

Uwagi wstępne. Przewodnictwo pod działaniem promieni Roentgena. Jony gazowe. Ładunek jonu. Prędkość jonów. Przewodzenie przy nizkich ciśnieniach. Promienie katodowe. Ładunek i masa cząstki katodowej. Uwaga historyczna. Promienie kanalikowe. Streszczenie.

ROZDZ. STR.

IX. METODY JONIZACJI 170

Jony i elektrony. Jonizacja przez promienie katody. Wyładowanie elektryczne.

Odkrycie Roentgena. Istota tych promieni. Teorja Stokesa. Wnioski z teorji Stokesa. Promieniowanie wtórne i polaryzacja. Pochłanianie i jonizacja. Promieniowanie wtórne metali.

Promienie Becquerela. Promienie α. Pochłanianie promieni α. Energja niezbędna do zjonizowania atomu. Promienie β. Pochłanianie promieni β. Wtórne promienie β. Promienie δ. Masa elektromagnetyczna. Promienie γ. Energja promieniotwórcza. Teorja promieniotwórczości. Przeistaczanie się pierwiastków. Czy wszystkie pierwiastki są promieniotwórcze?

Skutek fotoelektryczny. Mechanizm skutku fotoelektrycznego. Znużenie fotoelektryczne. Jonizacja przez działanie chemiczne. Elektryzacja przez ciała rozżarzone. „Ciek ujemny". „Ciek dodatni".

Mechanizm jonizacji.

CZĘŚĆ IV.

ELEKTRYCZNOŚĆ I MATERJA.

X. BUDOWA ATOMU 234

Budowa atomu. Liczba elektronów w atomie. Liczba elektronów: (a) według świadectwa optycznego, (b) magnetyzm, (c) przewodnictwo i ciepło właściwe, (d) jonizacja gazów, (e) masa, (f) promieniotwórczość. Streszczenie.

XI. DOWODY CHEMICZNE 257

Chemia i elektroliza. Istota wartościowości. Wielkość atomów. Budowa atomów. Wyniki teorji wartościowości. Prawo perjodyczne. „Chemja fizyczna".

XII. DOWODY SPEKTROSKOPOWE 270

Rozważania ogólne. „Serje" spektralne. Związki między widmami różnych pierwiastków. Pochodzenie widma. Widma ciągłe. Prawa promieniowania.

XIII. INNE WŁASNOŚCI ATOMÓW 281

Własności mechaniczne. Magnetyzm i przewodnictwo. Promieniotwórczość. Ciążenie. Streszczenie.

ROZDZ. STR.

XIV. Prawa elektromagnetyzmu 292

„Eter". Aberacja. Skutek Dopplera. Eksperyment Airy'ego. Doświadczenie Fizeau. Doświadczenie Michelsona i Morleya. Hipoteza Lorentza-Fitzgeralda. Eter i energja. Masa elektromagnetyczna. Czy teorja Faradaya posiada znaczenie fizyczne? Mechaniczne teorje elektryczności.

Dodatek 327

Spis rzeczy abecadłowy 329

UWAGA.

We wskazówkach bibljograficznych, na końcu rozdziałów, *A.* i *L.* jest skrótem, mającym oznaczać wydanie zbiorowe prac różnych autorów pod tyt. Ions, Electrons, Corpuscles, zredagowane przez Abrahama i Langevina.

CORRIGENDA.

Str.	*wiersz*	*zamiast*	*winno być*
3	17 od dołu	obserwacji.	obserwacji [przynajmniej, o ile te ciała są względem siebie w spoczynku].
38	8 „ „	ośrodkiem (A)	ośrodkiem (B)
43	2 „ „	(1) Składowe	(1) Składowe polaryzacji elektrycznej
49	3 „ „	Mossottiego	Mosottiego
55	12 „ „		
58	8 od góry	te sprawy	tę sprawę
61	2 „ „	hipermanganatu	nadmanganianu
„	9 „ „	hipermanganacie	nadmanganianie

CZĘŚĆ I.

POLE ELEKTROMAGNETYCZNE.

ROZDZIAŁ I.

TEORJA POLA ELEKTRYCZNEGO FARADAYA I PODSTAWY NOWOCZESNEJ TEORJI ELEKTRYCZNEJ.

Stara i nowa fizyka.

1. Jeżeli wykład nasz najnowszych teorji fizycznych rozpoczynamy od rozpatrzenia poglądów uczonego z przed dwuch pokoleń ludzkich, czynimy to ze względów nietylko historycznych. Związek Faradaya z fizyką nowoczesną jest ściślejszy, niż jakiegokolwiek ze spółczesnych mu badaczy i tych, co go poprzedzili w czasie, a nawet wielu, którzy po nim nastąpili. Uczeni z jego i z poprzedniej epoki założyli „filozofję przyrody“:* poczynili odkrycia i wypracowali teorje, które dotąd jeszcze stanowią część głównego rusztowania nauk fizycznych. Lecz dzieło ich mało nas teraz obchodzi. Ich cele i pojęcia, całe ich stanowisko względem zagadnień, które roztrząsali, tak dalece odbiegają od naszych punktów widzenia, że chociaż wyniki ich mogą być podstawą dociekań nowoczesnych, metody ich mało są dla nas przydatne. Inna jest natomiast sprawa z Faradayem; istotnie, chociaż poglądy, któremi w książce tej zająć się nam wypadnie, nawiązują się w sposób ciągły wstecz aż do daty słynnych Experimental Researches in elec-

* W oryginale: *natural philosophy* od newtonowskiego Philosophiae naturalis (Principia mathematica); obecnie jeszcze nazwa ta w Anglji jest synonimem naszej „fizyki teoretycznej“. Przyp. tłum.

tricity and Magnetism (Badania doświadczalne nad elektrycznością i magnetyzmem), nietylko same wyniki pracy Faradaya posiadają obecnie doniosłe znaczenie: gdyby obserwacje jego nie doprowadziły nawet do żadnych ważniejszych wniosków, to sam już duch, którym tchnie jego dzieło, dostatecznym byłby tytułem, abyśmy go uważali za prawdziwego założyciela nowoczesnej teorji elektrycznej. Ponieważ celem naszej książki jest przedstawienie teorji tej jako organicznej całości, nie od rzeczy będzie zaznaczyć tu krótko, jakie to mianowicie cechy, odróżniające naukę dawniejszą od nowszej, tak dobitnie charakteryzowały badania Faradaya.

Pod koniec ośmnastego stulecia, kiedy fizyka doświadczalna ważniejsze dopiero zaczęła czynić postępy, matematyka na wysokim już była poziomie rozwoju. Prace wielkich matematyków, od Newtona do Laplace'a, przywiodły tę naukę do takiego stanu doskonałości, że dalszy jej rozrost, pod tym przynajmniej względem, który obchodzić może fizyków, był już wprost dalszym tylko ciągiem ich dzieła. Naturalnym biegiem rzeczy, z tych dwuch ściśle splecionych ze sobą gałęzi wiedzy młodsza stała się pomocnicą starszej, a droga dalszego rozwoju pierwszej wytknięta była przez faktyczny stan drugiej. Dla Coulomba, Ampère'a lub Gaussa fizyka doświadczalna dlatego głównie była pożyteczną, że dostarczała im materjału, na którym uprawiać mogli wielką swą zręczność analityczną.

Zagadnienia elektryczne znakomicie odpowiadały ich potrzebom. Mieli oni tu nowe problematy dotyczące przyciągań [i odpychań]* podobnych do tych, które powiodły Newtona do największych jego zdobyczy. Istotnie, skoro dowiedziano się, że dwa małe ciała naładowane wywierają na się siły, zmieniające się, jak odwrotne kwadraty wzajemnej ich odległości, zadania elektrostatyczne różniły się od grawitacyjnych jedynie co do wyboru przypadków szczególnych, których zbadanie było dogodne lub osobliwie pożądane. Później nieco zrozumiano, że i główne zagadnienia elektromagnetyzmu były w zasadzie rozwiązane, z chwilą gdy Ampère w klasycznym swym dziele sprowadził siły mechaniczne między obwodami prądu do wzajemnych działań elementów** tych obwodów, które podobnemi dały się traktować me-

* W nawiasach [ ] zawarte są uwagi tłumacza.

** t. j. nieskończonostkowych cząstek długości obwodu, np. drutu. Przyp. tłum.

todami matematycznemi. Gdy Faraday pracę swą rozpoczął, fizykom matematycznym musiało się wydawać, że zagadnienia dotyczące elektryczności były już prawie wyczerpane.

Ta najwcześniejsza szkoła fizyków upatrywała w siłach fizycznych szereg „działań na odległość", że użyję nazwy, która rozpowszechniła się od czasów Newtona; całkowitą siłę między dwoma działającemi na się układami uważano za sumę, czyli wypadkową sił między cząsteczkami tych układów, zależnych jedynie od względnego położenia i od stanu samych cząsteczek. Pewna jednak, przeważnie niezawodowa i stanowiąca mniejszość, garstka ludzi opierała się zawsze temu poglądowi, zarzucając mu, iż działanie bezpośrednie jednego ciała na drugie, odległe, jest przecież niemożliwe i nie daje się dobrze pomyśleć, że więc wchodzić tu musi w grę pewien ośrodek wypełniający przestrzeń między odległemi od siebie układami. Teorji „działania na odległość" przeciwstawiono teorję „działania przez ośrodek", czyli teorję pośrednictwa ośrodka.

Nie będziemy się tu wdawali w szczegóły sporu, który długo srożył się między zwolennikami spółzawodniczących teorji; dla celów naszych dość będzie zaznaczyć, że dwa te poglądy niezawsze, a może i wogóle nie są ze sobą niezgodne; owszem, można wyznawać je jednocześnie, jako dwa różne tłumaczenia tych samych faktów. Teorja „działania na odległość" opiewa jedynie, że siły między dwoma ciałami można opisać przez stany (włącznie z położeniem względnym) tych ciał w chwili obserwacji. Gdybyśmy nawet wiedzieli, że ciała te są istotnie połączone ośrodkiem materjalnym, którego własności wywierają pewien wpływ na wzajemne ich działanie, moglibyśmy pomimo to skorzystać z pojęcia „działania na odległość", jeżeli tylko siły ostatecznie dostrzegalne dają się zupełnie określić przez stany tych ciał i przez względne ich położenie. Zanim jeszcze Faraday odkrył ponownie różnicę t. zw. stałych dielektrycznych rozmaitych substancji, rozwinięto już i posiłkowano się oddawna pewną teorją elektrostatyki, która opierała się wprawdzie na „działaniu na odległość", lecz uwzględniała również zmienny wpływ ośrodka materjalnego, oddzielającego jeden ładunek elektryczny od drugiego. Wyboru między rywalizującemi teorjami nie można oprzeć na doświadczeniu, lecz w pierwszym rzędzie na poglądach naszych co do samego przedmiotu fizyki.

W tych przypadkach, do których obie przeciwstawione sobie powyżej teorje dają się zastosować, każda z nich ma swe do-

bre strony. „Działanie na odległość“ nadaje się szczególnie do rozważania matematycznego, głównie dlatego zapewne, że odegrało tak ważną rolę w rozwoju matematyki; pozwala ono przewidzieć dokładnie wyniki pewnych rozmieszczeń przyciągających się ciał. Dla celów takich jest ono wprost niezbędne; istotnie, aczkolwiek dawno już wyszliśmy poza poglądy Ampère'a na istotę prądu elektrycznego, nikomu jednak nie wpadłoby na myśl użyć do praktycznego obliczenia spółczynników (stałych) instrumentów elektrycznych jakiejkolwiek metody zasadniczo różnej od amperowskiej. Lecz i pojęcie działania przez ośrodek ma swe dobre strony; dzięki niemu zmiany zachodzące w układzie elektrycznym możemy przedstawić sobie wzrokowo. W doświadczeniu codziennym działanie jednego ciała na drugie, odległe, odbywa się zawsze za pośrednictwem jakiegoś ośrodka materjalnego, czy to ciągłego (jak płyn), czy też nieciągłego (jak grupa oddzielnych sznurów lub strun sprężystych). Skoro więc ośrodek, który wprowadzić należy w celu zdania sprawy z sił pola elektrycznego, okaże się co do swych własności podobnym do tego lub owego ośrodka, z którym jesteśmy dobrze oswojeni, będziemy mogli przepowiedzieć zgruba, kierując się zdrowym rozsądkiem *(common-sense)* i nie wykonywając szczegółowych rachunków, działanie wypływające z jakiegokolwiek danego rozmieszczenia ładunków elektrycznych. Sam już zresztą fakt, że wprowadzenie ośrodka daje nam możność wytworzenia sobie obrazu mechanicznego zjawisk elektrycznych, posiada doniosłe znaczenie; głębsza atoli ocena tego poglądu zaprowadziłaby nas zbyt daleko. Dla celów naszych dość będzie zaznaczyć, że dwa te poglądy na istotę sił elektrycznych bynajmniej nie są ze sobą niezgodne, tylko że jeden z nich najlepiej odpowiada potrzebom matematyka, drugi zaś potrzebom fizyka nie-matematycznego.

Otóż Faraday nie był matematykiem: wiadomości jego analityczne nie wykraczały bodaj poza działania algiebry elementarnej. Posiadał on natomiast niezrównany zmysł mechanistyczny, zdolność wyobrażania sobie mechanizmów, naśladujących zachowywanie się dostrzegalnych układów, i zdolność odgadywania, jak one działać będą w każdym szczególnym przypadku; w rękach jego tłumaczenie „ośrodkowe“ sił fizycznych stało się również płodnym, jak dawniejsza teorja. Dociekania, które oparł na nim, stanowią podwaliny nauki, będącej przedmiotem tej książki.

Nowa metoda fizyczna miała też inne, o wiele ważniejsze za-

lety, nietylko pod tym względem, że uprzystępniła tę dziedzinę ludziom pozbawionym instynktu matematycznego. Nowy pogląd, jak zobaczymy, okazał się o wiele sugiestywniejszym od starego: nasunął dociekania, które zwolennikom dawniejszych poglądów nigdyby na myśl nie przyszły, i przyczynił się też do rozwoju strony doświadczalnej przedmiotu. Dla matematyka różnice między poszczególnemi substancjami materjalnemi, jak np. różnice w „stałych dielektrycznych", nie stanowią źródła spraw osobliwie ciekawych; wprowadzają tylko do rachunków jego jeszcze jedną wielkość, która, o ile jest stała, nie ma zgoła znaczenia, o ile zaś jest zmienna, wywołuje komplikacje nie dające się dotychczas za pomocą ścisłych metod opanować. Dla mechanisty wszakże, jeżeli wolno mi tak nazwać zwolennika drugiego poglądu, różnica taka jest zasadniczą: daje mu klucz do odsłonięcia istoty samego mechanizmu. Matematyka obchodzą podobieństwa różnych substancji, mechanistę zaś ich różnice; jemu to zawdzięczamy szeroki rozwój fizyki doświadczalnej, który w ostatnich latach poczynił tak olbrzymie postępy*.

Powyżej starałem się naszkicować zasadniczą różnicę między fizyką dawniejszą a nowszą. Obecnie zaś wypadnie nam zstąpić z wyżyn mglistych uogólnień i przyjrzeć się nieco bliżej owym poglądom, którym przypisano tak zasadnicze znaczenie.

Faradaya linje siły.

2. Teorja pola elektrycznego Faradaya i zastosowania jej do prostszych zagadnień elektrostatyki są tak dobrze wyłożone w wielu znanych powszechnie podręcznikach, iż wystarczyć tu powinien krótki jej szkic.

Opiłki żelazne rozsypane na kartce papieru, położonej na biegunach podkowy magnetycznej, układają się w łańcuchy, które biegną od jednego do drugiego bieguna magnesu. Kierunek łańcucha w dowolnym punkcie wyobraża kierunek panującego tamże natężenia magnetycznego (zwanego czasami siłą magnetyczną) pola magnesu, tak iż mały biegun, północny lub południowy, dążyłby do ruchu wzdłuż tego łańcucha ku jednemu lub drugiemu biegunowi podkowy magnetycznej. Otóż Faraday wyobrażał sobie, że to łańcuchowe rozmieszczenie opiłków żelaz-

* Należy tu wspomnieć, że Faradaya w znacznej części badań wyprzedził Cavendish; ponieważ jednak Cavendish mało dbał o ogłoszenie swych wyników, te doszły do wiedzy ogółu dopiero po 70 latach i nie wywarły na historję nauki żadnego wpływu. Ekstrawagancją byłoby zaliczyć do spółczesnych człowieka, który podjął tyle badań naukowych, nie dbając zgoła o zapewnienie sobie „pierwszeństwa".

nych odtwarza pewną rzeczywistą budowę w przestrzeni, w której roztacza się pole magnesu, t. j. że w przestrzeni tej istnieją linje łączące jeden biegun z drugim i posiadające własności różne od otaczającego je środowiska. Linja, wzdłuż której układają się opiłki, zlewa się z jedną z owych linji charakterystycznych pola magnetycznego, biegun zaś magnetyczny jest taką częścią ciała, w której zbiegają się końce tych linji.

Dalej, Faraday zwrócił uwagę na to, że osobliwe własności tych linji siły, odróżniające je od otoczenia, dają się — jakościowo przynajmniej — wyprowadzić z wysiłów* mechanicznych, wywieranych na ciała umieszczone w polu. Każda linja stara się skurczyć w kierunku podłużnym, podobnie jak włókno sprężyste, a oprócz tego wywierać musi ciśnienie boczne na swe sąsiadki. Ponieważ końce linji siły są przyczepione do biegunów magnesu, dążność ich do skurczu jest równoważna dążeniu biegunów [różnoimiennych] do wzajemnego zbliżenia się, czyli, innemi słowy, wzajemnemu przyciąganiu się biegunów.

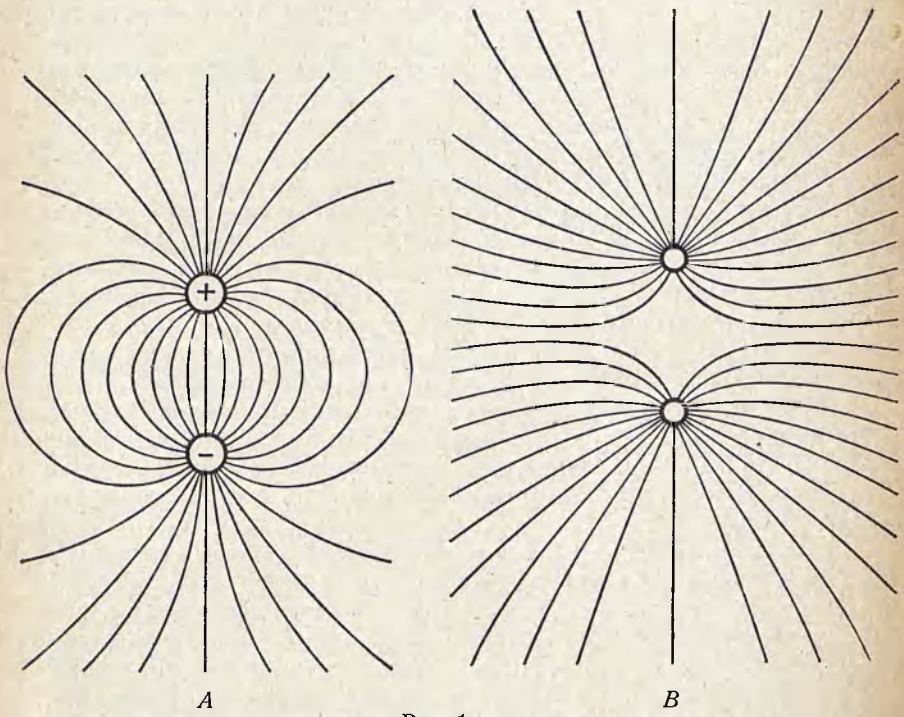
Aczkolwiek w przypadku pola elektrycznego urzeczywistnienie eksperymentu analogicznego do rozmieszczenia opiłków żelaznych w pobliżu magnesu jest mniej łatwe, blizkie jednak podobieństwo między prawami magnetyzmu a prawami elektrostatyki naprowadziło Faradaya na myśl zastosowania pojęcia linji siły również do pola elektrycznego. Przypuścił on, że w okolicy ciał naładowanych istnieją w ośrodku pewne linje, które w każdym punkcie biegną w kierunku natężenia elektrycznego i starają się skurczyć podłużnie oraz odepchnąć w kierunkach bocznych wszystkie swe sąsiadki, zupełnie jak linje siły magnetycznej.

To, co zwykle nazywa się ciałem naładowanym, jest ciałem, na którym są rozsiane końce linji siły. Uszykowanie takich linji można w kilku prostych przypadkach rozmieszczenia ładunków łatwo narysować, obliczywszy kierunek natężenia elektrycznego w różnych punktach pola; rzut oka na otrzymane w ten sposób wykresy przekona czytelnika, że własności, które przypisaliśmy linjom i złożonym z nich rurkom siły [t. j. napięcie podłużne i ciśnienie poprzeczne], zdają natychmiast sprawę z działań tak prostych, jak przyciąganie ładunków różnoimiennych, rys. 1 *A*, lub odpychanie się jednoimiennych, rys. 1 *B*.

Fakt, że siła, z jaką działają na się dwa ciała naładowane,

* Przez wysił rozumie się w nowszej terminologji polskiej dowolny układ napięć lub ciśnień. Przyp. tłum.

zmienia się wraz z naturą oddzielającego je ośrodka, świadczy, że własności linji siły zależą od substancji, przez którą linje przechodzą. Ponieważ zaś, jak dobrze wiadomo, działania elektryczne i magnetyczne zachodzić mogą również poprzez dziedziny próżne, z których usunięto wszelkie znane substancje, oczywista,



A *B*

Rys. 1.

że linji siły nie można uważać za część takich substancji zwykłych. Dlatego to wprowadzono znaną już z teorji światła koncepcję e t e r u, t. j. substancji wszechobecnej, w której linje siły mogłyby istnieć w braku materji ważkiej. O tym tworze pojęciowym więcej powiedzieć mi wypadnie w ostatnim rozdziale.

Rozwinięcie teorji Faradaya. Rurki siły.

3. Teorja Faradaya, taka, jaką zostawił nam jej twórca, nadaje się wprawdzie znakomicie do unaocznienia procesów zachodzących w polu elektrostatycznym i do przepowiadania ogólnej ich dążności, lecz nie daje żadnej podstawy do obliczeń ilościowych. Rozwoju ilościowego poglądu Faradaya, t. j. przemożnego znaczenia ośrodka dla wszelkich działań elektrycznych lub magnetycznych, dokonał Maxwell; autor ten zarzucił atoli całkowicie terminologję faradayowską i bardzo mało dbał o zachowanie naoczności procesów elektrycznych. Wywody jego trudno byłoby wyłuszczyć czytelnikom nie wyćwiczonym w analizie matematycznej. J. J. Thomson natomiast okazał, że przy nieznacznym rozszerzeniu pierwotny schemat Faradaya nadaje się dobrze do rozważań ilościowych oraz do ujęcia innych jeszcze zjawisk, niż te, które uwzględnił jego twórca, a to przy pomocy najprostszego jeno aparatu matematycznego. Krótki szkic tego schematu zmodyfikowanego przyda się w tym miejscu; jest on bowiem sam przez się interesujący, a pozatym da nam pewne wyniki ważne dla dociekań, które zajmować nas będą w dalszych rozdziałach.

Chociaż linje siły wyrosły pierwotnie na gruncie rozważań zjawisk magnetycznych, a następnie dopiero pojęcie to zastosowano również do elektryczności, lepiej jednak będzie – z wyjątkiem kilku przypadków szczególnych – zarzucić pojęcie magnetycznych linji siły, a starać się o wyjaśnienie wszelkich działań elektromagnetycznych za pomocą samych linji elektrycznych siły.

Podzielmy myślowo powierzchnię każdego ciała naładowanego na małe pola, tak aby ładunki wszystkich tych pól były równe co do wielkości. Szereg linji siły wychodzących z punktów obwodu każdego z tych pól zamyka dziedzinę rurkowatą, którą nazwiemy rurką Faradaya. Drugie końce linji siły zamykających rurkę Faradaya znajdują się na pewnym ciele, które posiada ładunek znaku przeciwnego, niż ciało, z którego rurka wychodzi; końce te leżeć będą na pewnej krzywej zamkniętej, ograniczającej pewne pole na drugim ciele. Łatwo można dowieść, że ładunek całkowity, rozmieszczony na tym polu, jest co do wielkości równy ładunkowi pola stanowiącego pierwszy koniec tejże rurki. Rurka Faradaya jest to więc dziedzina rurkowata, której boczna powierzchnia składa się z linji siły, biegnących wszędzie w kierunku natężenia elektrycznego, i której koń-

cami są małe pola leżące na ciałach różnoimiennie naelektryzowanych i zawierające równe co do wielkości ładunki.

Jeżeli rozmieszczenie linji siły jest takie naprzykład, jak w przestrzeni między dwiema bardzo obszernemi, równoległemi płytami [metalowemi], które dźwigają ładunki równe i różnoimienne, natenczas rurki są prostemi walcami o osiach prostopadłych do płyt. W przypadku odosobnionej kuli przewodzącej, znajdującej się w wielkiej odległości od wszelkich innych ciał, linje siły są [przedłużonemi nazewnątrz] promieniami tej kuli, a więc rurki Faradaya – stożkami o równych kątach bryłowatych, których wierzchołki zlewają się ze środkiem kuli.

Związki między rurkami Faradaya a wielkościami występującemi w zwykłej matematycznej teorji elektrostatyki wyrazić można przez jedno określenie i przez cztery twierdzenia zasadnicze. Przytoczymy je tu wprost bez dowodu formalnego; ten bowiem znaleźć można w wielu dobrze znanych podręcznikach, np. w Thomsona Elements of Electricity and Magnetism (Zasady elektryczności i magnetyzmu), rozdz. II.

Określenie. Ponieważ wielkości ładunków na końcu każdej rurki Faradaya są jednakowe, przeto ładunek całkowity, rozmieszczony na jakiejkolwiek powierzchni, jest proporcjonalny do liczby rurek, które mają na niej swe (podobne, t. j. jednoimienne) końce. Dotychczas nie umówiliśmy się zgoła co do wartości bezwzględnej ładunku znajdującego się na końcu każdej rurki; jeżeli ładunek ten przyjmiemy za jednostkę ilości elektryczności w danym układzie jednostek, ładunek jakiejkolwiek powierzchni będzie poprostu równał się liczbie rurek, mających na niej swe końce (podobne).

W całej książce posługiwać się będziemy układem elektrostatycznym jednostek C G S, w którym jednostkami długości, masy i czasu są centymetr, gram i sekunda, jednostką zaś elektryczności ładunek, który odpycha z jednostką siły takiż ładunek umieszczony w odległości jednego centymetra. Przy tym wyborze jednostek otrzymamy dla ładunków różnych powierzchni liczby wogóle ułamkowe, tak iż określenie wyposażające końce wszystkich rurek ładunkiem jednej i tej samej wielkości nie da się ściśle utrzymać. To jednak bynajmniej nie obali związków, które poniżej przytoczymy; związki te i odpowiednie równania będą zachodziły nawet dla liczb rurek, N, niecałkowitych.

Oczywista, że pojęcie rurek siły nasuwa myśl, iż, gdybyśmy ładunek na końcu każdej rurki określili w należyty sposób, licz-

ba rurek Faradaya byłaby zawsze całkowitą, t. j. myśl, że istnieją atomy elektryczności, czyli ładunki dalej już niepodzielne. Zobaczymy też w ciągu dalszym, że ważne powody przemawiają za istnieniem takiej jednostki naturalnej, a gdyby nie to, że wartość jej nie jest dość dokładnie znana, pożądanym byłoby, aby ładunek ten uczynić podstawą jednostek elektrycznych.

Za kierunek właściwy, czyli zwrot rurki Faradaya, przyjmuje się zazwyczaj jej przebieg od końca dodatniego [„szklanego“] do ujemnego [„żywicznego“]*.

Twierdzenie I. Jeżeli w polu elektrycznym pomyślimy sobie powierzchnię zamkniętą, nadmiar liczby rurek wychodzących przez nią nazewnątrz nad liczbę rurek wchodzących przez nią do wnętrza równa się ładunkowi całkowitemu, zawartemu w przestrzeni, którą powierzchnia ta ogranicza. W szczególności, jeżeli liczby rurek przeszywających powierzchnię taką w jednym i drugim kierunku są jednakowe, ładunek całkowity [t. j. suma algiebraiczna wszystkich ładunków] w przestrzeni ograniczonej przez tę powierzchnię równa się zeru.

Twierdzenie II. Natężenie elektryczne (czyli, według pewnych autorów, siła elektryczna) zlewa się co do kierunku z rurkami przechodzącemi przez rozważany punkt, co do wielkości zaś jest proporcjonalne do liczby rurek przeszywających powierzchnię jednostkową, położoną przez dany punkt prostopadle do kierunku przebiegających tamże rurek. Ta liczba rurek, którą oznaczać będziemy przez N, nazywa się polaryzacją elektryczną w danym punkcie; matematycznie jest ona równoważną ilości nazwanej przez Maxwella przesunięciem dielektrycznym. Jeżeli R jest natężeniem elektrycznym, K zaś stałą dielektryczną ośrodka, mamy

$$R = \frac{4\pi}{K} N \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (1).$$

W tym rozdziale zajmować nas będzie jeden tylko ośrodek, mianowicie próżnia, tak iż $K = 1$. W jednym z późniejszych dopiero rozdziałów podamy tłumaczenie wartości K większych od 1, osnute na tle teorji Faradaya.

Twierdzenie III. Napięcie wzdłuż rurki Faradaya wyno-

* Pierwszy z tych „końców“ nazywa się zwykle początkiem, drugi — końcem rurki; przy takiej terminologji przymiotniki dodatni i ujemny stają się zbyteczne. Przyp. tłum.

si $\frac{1}{2}R$, jeżeli R oznacza natężenie elektryczne w rozważanym punkcie (t. j. $R=4\pi N$), tak iż na jednostkę powierzchni prostopadłej do rurek przypada napięcie

$$F=\tfrac{1}{2}\times 4\pi N\times N=2\pi N^2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (2).$$

Jednocześnie też można dowieść, że ciśnienie boczne, które rurka wywiera na swe sąsiadki prostopadle do ścian rurki, wynosi $2\pi N^2$ na jednostkę powierzchni. Znajomość tego wysiłu, t. j. powyższych napięć i ciśnień, przyda się nam w rozdziale II., dla pewnych zasadniczych obliczeń.

Twierdzenie IV. Energja pola elektrostatycznego wyraża się zazwyczaj przez $\Sigma\frac{1}{2}Ve$, t. j. przez połowę sumy iloczynów z ładunków i potencjałów wszystkich ciał. Ponieważ jednak zjawiska elektryczne są, według poglądu naszego, określone przez własności ośrodka, nie zaś zanurzonych w nim ciał naładowanych, przeto dla energji elektrostatycznej powinniśmy znaleźć wyraz równoważny powyższemu, a odzwierciedlający w sobie rolę całego ośrodka. Otóż, jak dowieść można, energja elektrostatyczna dowolnego układu będzie prawidłowo wyrażona, skoro każdej rurce przypiszemy ilość energji $\frac{2\pi N^2}{K}$ na jednostkę objętości.

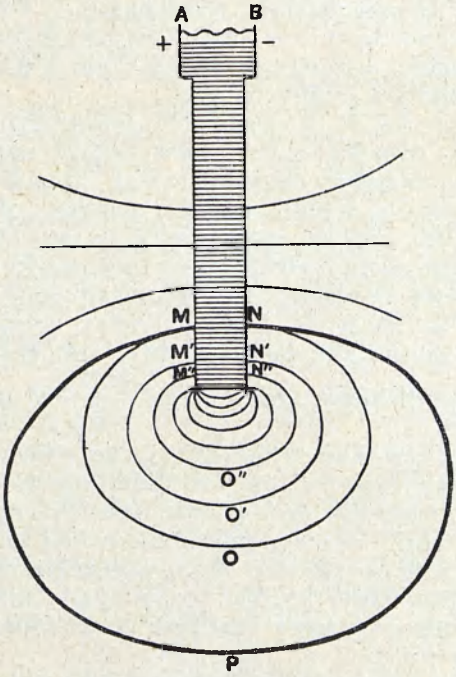
Z twierdzeń powyższych możnaby przez należyte rozumowanie matematyczne wyprowadzić wszystkie inne twierdzenia elektrostatyki. Najdonioślejsze jednak (dla naszych przynajmniej celów) znaczenie teorji Faradaya polega nie na jej zastosowaniu do elektrostatyki, lecz do zjawisk elektromagnetycznych, a zanim w sprawę tę wnikniemy, musimy wrócić do wspomnianego rozszerzenia logicznego poglądów Faradaya poza granice, do których sam twórca ich dotarł.

Rurki Faradaya w ruchu.

4. Dla celów elektrostatycznych wszystkie substancje podzielić można zgruba na dwie obszerne klasy: przewodników i izolatorów. Przewodnik, w języku dawniejszej teorji, jest ciałem, w którym ładunek elektryczny poruszać się może z jednego miejsca na drugie, izolator zaś — ciałem, wzdłuż którego elektryczność poruszać się nie może. Według poglądu Faradaya ciało jest „naładowane“, jeżeli zaczynają lub kończą się na nim rurki siły. Powiemy tedy, że przewodnik jest ciałem, wzdłuż którego powierzchni mogą się poruszać, czyli ślizgać, końce rurek Faradaya.

Otóż każda taka rurka doznaje napięcia podłużnego i zawsze

stara się skrócić; w pewnych przypadkach nie może się skurczyć, gdyż końce jej są przyczepione do punktów, z których nie mogą się wymknąć, a mianowicie, gdy końce te leżą na izolatorze albo też na dwuch odosobnionych od siebie przewodnikach. Jeżeli jednak obadwa końce rurki znajdują się na tym samym przewodniku, nic im nie przeszkadza poruszać się ku tej lub owej części



Rys. 2.

jego, tak iż rurka, dzięki napięciu swemu, kurczyć się będzie, dopóki przeciwne jej końce się nie spotkają, i rurka dla celów elektrostatyki istnieć przestanie.

Przypuśćmy, że płyty [metalowe] A i B (rys. 2.) posiadają ładunki równe co do wielkości, lecz różnoimienne. Układ rurek jest zaznaczony na naszym rysunku, w którym każda para kresek między płytami wyobrażać ma przekrój podłużny rurki siły przez płaszczyznę całego wykresu. Niechaj teraz punkty M, N jednej i drugiej płyty będą ze sobą połączone drutem przewodzą-

cym MPN. Ponieważ obadwa końce rurki MON leżą na tym przewodniku, rurka skurczy się i zapadnie. Usunięcie zaś tej rurki uwolni rurki sąsiednie, M′O′N′, M″O″N″, od ciśnienia bocznego, którego doznawały od niej poprzednio. Dzięki temu rurki przesuną się ku drutowi, a z czasem końce ich dosięgną drutu [w punktach M, N], i rurki zapadną się, podobnie jak ich poprzedniczka. Proces ten będzie trwał tak długo, aż wszystkie rurki łączące płytę A z płytą B nie znikną i cały układ nie „wyładuje się".

Jeżeli jakiekolwiek źródło, np. stos woltaiczny, wytwarza ustawicznie świeże rurki, rozpięte od jednej płyty do drugiej, mamy nieustanny ruch rurek od ich źródła aż do miejsca zaniku, a prędkość rurek jest [w przypadku statecznym] taka, że liczba znikających przez zapadanie się równa się liczbie rurek wytwarzanych w tymże czasie przez stos*.

Otóż wyładowaniu takiego układu przez drut towarzyszą wszystkie owe zjawiska, które zbiorowo nazywamy „przepływem prądu elektrycznego". W drucie łączącym wytwarza się ciepło, a w sąsiedztwie całego obwodu powstaje pole magnetyczne. Przepływ prądu elektrycznego jest tedy ruchem rurek Faradaya, przewodnik zaś, „przez który prąd płynie", jest to właściwie powierzchnia jego, wzdłuż której ślizgają się końce rurek. Ponieważ koniec każdej rurki Faradaya jest siedliskiem jednostki ładunku, ilość elektryczności, która przepłynęła naokoło obwodu, wyraża się przez liczbę rurek, które przecięły jakąkolwiek krzywą zamkniętą, oplatającą przewodnik, natężenie zaś prądu — przez liczbę rurek przecinających taką krzywą w ciągu jednostki czasu.

Główne skutki przepływu prądu, czyli ruchu rurek, są:

(1) ciepło wytwarzające się w przewodniku i

(2) powstanie pola magnetycznego.

Pierwszy z tych skutków wykracza poza ramy tego rozdziału, zależy bowiem w sposób istotny od natury substancji przewodnika, a tymczasem wyłączamy z rozważań naszych własności elektryczne ciał materjalnych, poprzestając, jak powiedziano, na próżni. Drugi atoli skutek nie zależy od własności fizycznych przewod-

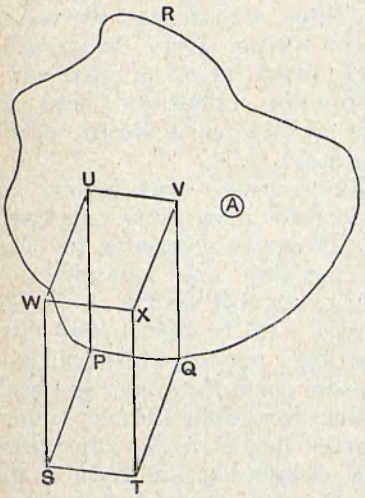
* Stos taki lub inne„ źródło rurek" jest zaznaczony na rys. 2. przez rozszerzenie pasa środkowego (kondensatora) u góry. Cały ten rysunek ma, oczywiście, być tylko schematem. Przyp. tłum.

nika, lecz tylko od jego kształtu i od natężenia prądu; posiada on dla celów naszych pierwszorzędną wagę.

Natężenie magnetyczne.

5. Musimy nasamprzód sformułować związek ilościowy między ruchem rurek Faradaya a wytworzonym przez nie natężeniem magnetycznym.

Niechaj A (rys. 3.) wyobraża przekrój poprzeczny przewodnika MNP z rysunku 2., przez który płynie prąd stateczny* prostopadle do płaszczyzny papieru, tak mianowicie, że elektryczność dodatnia przeszywa papier, oddalając się od czytelnika. Niechaj PQR będzie dowolną krzywą zamkniętą w płaszczyźnie rysunku, jednokrotnie oplatającą A, lecz żadną inną zresztą część obwodu, którego część stanowi MON, z rys. 2. Wówczas wszystkie rurki, które zapadają się ostatecznie w MON, muszą przeciąć krzywą PQR; ponieważ zaś prąd mierzy się liczbą rurek zapadających się w ten sposób w ciągu każdej sekundy, przeto miarą prądu będzie również liczba rurek przecinających w ciągu sekundy krzywą PQR; założyliśmy bowiem, że prąd jest stateczny. Kierunek rurek przeszywających PQR jest taki, iż końce ich dodatnie znajdują się po tej samej stronie papieru, co czytelnik.



Rys. 3.

Niechaj PQ będzie częścią naszej krzywej, tak małą, iż można ją uważać za prostą. Poprowadźmy proste PS, QT nazewnątrz od A, równolegle do kierunku ruchu rurek, i odetnijmy na nich długości (PS, QT) równe prędkości rurek, t. j. odległości przebywanej w ciągu sekundy. Weźmy, dalej, odcinki PU, QV, SW, TX równoległe do samych rurek (nie w płaszczyźnie papieru) i o długości równej, w danej skali, polaryzacji elektrycznej, czyli liczbie rurek przeszywających pole jednostkowe prostopadłe do PU. Wreszcie uzupełnijmy równoległościan PQTSWUVX.

* t. j. prąd o natężeniu niezmiennym w czasie. Przyp. tłum.

Wówczas liczba rurek zawartych wewnątrz PQTS będzie się równała $N \times$ pole PQTS $\times \sin\theta$, jeżeli θ jest kątem między PU a płaszczyzną PQTS. Wszystkie te rurki przejdą przez PQ w ciągu jednej sekundy, ponieważ w tym właśnie czasie przebywają odległość PS. Liczba więc rurek przechodzących przez PQ w ciągu sekundy będzie $N \sin\theta \times$ pole PQTS $= N \sin\theta \times$ PS $\times$ PQ $\times \sin\varphi$, gdzie φ oznacza kąt SPQ. Jeżeli v jest prędkością rurek, liczba ta wyrazi się przez

$$Nv \,.\, \text{PQ} \,.\, \sin\theta \,.\, \sin\varphi.$$

Lecz według dobrze znanego twierdzenia gieometrycznego iloczyn ten wyraża objętość równoległościanu PQTSWUVX, dla której można też napisać PS . PU . $\sin\chi \times$ PQ.$\sin\omega$, gdzie χ jest kątem UPS, ω zaś kątem zawartym między PQ a płaszczyzną PSWU.

Liczba tedy rurek przecinających PQ wynosi, na sekundę:

$$Nv \sin\chi \times \text{PQ} \,.\, \sin\omega,$$

liczba zaś rurek przecinających całą krzywą PQR w tymże czasie jest sumą podobnych wyrazów utworzonych dla każdego elementu tej krzywej. Lecz cała ta liczba równa się prądowi i, płynącemu przez MON. Mamy tedy

$$i = \Sigma Nv \sin\chi \,.\, \text{PQ} \,.\, \sin\omega \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3),$$

gdzie Σ jest znakiem sumy mającej obejmować wszystkie elementy krzywej PQR, których powyższe nasze PQ jest przykładem.

Otóż, według zasadniczego twierdzenia elektromagnetycznego, praca wykonana na biegunie magnetycznym [jednostkowym], oprowadzonym raz jeden naokół obwodu PQR, wynosi $4\pi i$. Jeżeli H oznacza natężenie magnetyczne (zwane również s i ł ą m a g n e t y c z n ą) u jakiegokolwiek elementu PQ, praca ta jest sumą wyrazów $H\cos\psi \times$ PQ*, gdzie ψ jest kątem zawartym między kierunkiem natężenia magnetycznego a elementem PQ. Możemy tedy napisać

$$\Sigma H \cos\psi \,.\, \text{PQ} = 4\pi \Sigma Nv \sin\chi \,.\, \text{PQ} \,.\, \sin\omega \quad \ldots\ldots\ldots \quad (4).$$

Jeżeli założymy, że poruszające się rurki wytwarzają natężenie magnetyczne H prostopadłe do płaszczyzny PSWU, kąt ω będzie dopełnieniem kąta ψ, t. j. $\cos\psi = \sin\omega$; jeżeli zaś, oprócz te-

* W tym i w kilku następnych wierszach tekst oryginału zawiera omyłki rachunkowe, które pozwoliłem sobie tu poprawić.

Przyp. tłum.

go, przypuścimy, że H, czyli wielkość natężenia magnetycznego, jest $4\pi Nv\sin\chi$, obie strony równania (4) staną się identyczne. Możemy więc zupełnie zdać sprawę ze skutków magnetycznych prądu za pomocą ruchu rurek Faradaya, zakładając, że rurki te wytwarzają naokoło siebie natężenie magnetyczne o wielkości

$$H = 4\pi Nv\sin\chi$$

i o kierunku prostopadłym zarówno do rurek, jako też do kierunku ich ruchu*.

Jeżeli rurki poruszają się np. prostopadle do samych siebie, tak iż $\sin\chi = 1$, wyraz powyższy staje się bardzo prostym, mianowicie $H = 4\pi Nv$. Każda więc rurka w ruchu prostopadłym do siebie wytwarza natężenie magnetyczne $4\pi v$, prostopadłe do rurki oraz do jej kierunku ruchu. Jeżeli natomiast rurki poruszają się wzdłuż własnych osi, tak iż $\sin\chi = 0$, nie wytwarzają one żadnego pola magnetycznego.

Związek między kierunkami rurek, ich ruchu i natężenia magnetycznego, które wytwarzają, daje się odczytać z prostego tego przypadku. Jeżeli rurki są zwrócone do góry i poruszają się z zachodu na wschód, natężenie magnetyczne jest zwrócone z północy na południe.

Prądy przewodzone i prądy konwekcyjne.

6. Rozważmy teraz kilka wniosków wypływających z powyższego poglądu, według którego natężenie magnetyczne jest wynikiem ruchu rurek Faradaya.

W okresie czasu od amperowskiego sformułowania głównych zasad elektrodynamiki do ogłoszenia dzieła Maxwella, w którym poglądy powyższe znalazły wyraz matematyczny, toczyły się zażarte spory o działanie magnetyczne o b w o d ó w o t w a r t y c h. Nazywa się tak układ przewodników prądu, nie tworzących krzywej zamkniętej. Przykład takiego „obwodu“ mamy w kondensatorze podczas ładowania go za pomocą baterji woltaicznej. Baterja ta, płyty kondensatora i łączące je druty są przewodnikami, przez które prąd płynie; brak jednak przewodnika łączącego jedną płytę kondensatora z drugą, a dlatego sądzono, że niema między niemi prądu. W tym przykładzie prąd otwarty jest tylko przejściowym; można jednak wytworzyć też prądy otwarte płynące ustawicznie. Tak np., jeżeli ciągły szereg małych ciał, odosobnionych przewodników, prze-

* Dowód ten dał w swych wykładach prof. J. J. Thomson, a odtworzyliśmy go tu, korzystając z uprzejmego jego pozwolenia.

biega nawskroś kondensatora od jednej płyty do drugiej, każde z nich przeniesie ze sobą pewien ładunek, oddając go drugiej płycie. Według dawniejszego natomiast poglądu prąd istnieć miał tylko w drutach i w samej substancji płyt kondensatora, lecz nie w izolatorze oddzielającym jedną płytę od drugiej, np. w szkle lub powietrzu.

Otóż co do działania magnetycznego takich „prądów otwartych“ wiele różnych głoszono poglądów, które trudno było wyróżnić za pomocą faktycznych doświadczeń, gdyż prądy te były albo tak słabe, albo tak szybko przemijające, iż nie można było znaleźć dość subtelnych środków do ich wykrycia.

Lecz na tle teorji Faradaya odróżnianie, co do działania magnetycznego, prądu otwartego od zamkniętego jest zgoła pozbawione sensu. Natężenie magnetyczne jest skutkiem ruchu rurek Faradaya i przy danym ich ruchu pozostanie bez zmiany, niezależnie od tego, czy końce rurek w ciągu całego procesu znajdują się na ciałach przewodzących (obwody zamknięte), czy też po części na izolatorach (obwody otwarte). Zastanówmy się bowiem nad rozmieszczeniem rurek w pierwszym i drugim przypadku. Proces ładowania kondensatora polega na tym, że baterja wytwarza rurki, które poruszają się na dół*, ślizgając się końcami swemi wzdłuż drutów łączących i wzdłuż płyt kondensatora, dopóki nie nagromadzą się w kondensatorze do tego stopnia, że wzajemne ich ciśnienie boczne sprzeciwi się dalszemu napływowi rurek. Ruch rurek jest zupełnie taki sam, jak w powyższym przypadku płyt połączonych drutem, z tą tylko różnicą, że brak teraz fazy ostatniej owego ruchu, t. j. zapadania się rurek w substancję drutu.

Bardziej jeszcze pouczającym jest drugi ze wspomnianych powyżej przypadków. Gdy jedno z owych ciałek odosobnionych znajduje się właśnie w zetknięciu z jedną z płyt (A), niektóre rurki wychodzące z A kończyć się będą na nim; poruszając się ku drugiej płycie, ciałko uniesie rurki te ze sobą, a gdy dotknie płyty B, końce każdej z tych rurek połączą się, i rurka się zapadnie. Skutek więc przejścia odosobnionego ciałka od A do B jest zupełnie takiż, jak połączenia A i B drutem. W obydwu przypadkach rurki biegnące od A do B zapadają się ustawicznie, ustępując miejsca innym rurkom. Jeżeli strumień ciałek odosobnionych uregulujemy odpowiednio do natury drutu, tak aby w obydwu

* Por. rys. 2., lecz bez drutu MPN. Przyp. tłum.

przypadkach w tym samym czasie zapadała się ta sama liczba rurek, ruch rurek będzie w jednym i drugim przypadku zupełnie jednakowy; a jeżeli pogląd nasz jest słuszny, to i skutki magnetyczne dla obu przypadków, t. j. dla prądu w drucie i dla „konwekcji“ elektryczności za pomocą szeregu ciał, powinny być jednakowe.

Wniosek ten wydaje się tak oczywistym, iż warto zaznaczyć, że nie jest on pewnym bez dalszego dowodu doświadczalnego. Przypomnijmy sobie, że przy obliczaniu skutku magnetycznego poruszającej się rurki założyliśmy, iż natężenie prądu, do którego natężenie magnetyczne jest proporcjonalne, zależy jedynie od liczby rurek przecinających krzywą zamkniętą, oplatającą obwód prądu, nie zaś od tego, co dzieje się z niemi wewnątrz tej krzywej. Daje się jednak pomyśleć, acz nie jest to prawdopodobnym, że skutek magnetyczny rurek nie zależy od ich ruchu, lecz od zapadania się ich w przewodnik; gdyby tak było, istniałaby różnica między skutkami magnetycznemi obwodów „otwartych“ i „zamkniętych“. Zagadnienie to daje się rozstrzygnąć jedynie za pomocą obserwacji. Wybór nowego punktu widzenia nie może dowieść niczego niezależnie od doświadczenia; znaczenie nowego punktu widzenia polega właśnie na tym, iż nasuwa nam nowe doświadczenia. W bezpośrednim związku z poglądami Faradaya należało wyobrazić sobie, że poruszające się ładunki będą co do skutków magnetycznych równoważne prądom w obwodach przewodzących, gdy tymczasem teorja Ampère'a nietylko nie nasuwała podobnej myśli, lecz, owszem, wskazywała jej błędność, a to dzięki temu, że zbyt ściśle łączyła ze sobą pojęcia prądu i obwodu.

Istotny dowód doświadczalny działania magnetycznego ładunków [ciał naładowanych] w ruchu przeprowadził pierwszy Rowland z Baltimore w roku 1876, wkrótce po ogłoszeniu dzieła Maxwella. Dotyczące tej sprawy obserwacje wymagały wielkiej staranności i subtelności, a dlatego od czasu do czasu powątpiewano co do nich. Niedawno jednak powtórzyło je kilku fizyków, zwłaszcza Roentgen, Pender i Cremieu, tak iż obecnie poprawność wyników Rowlanda nie ulega już żadnej wątpliwości. Zasada eksperymentu tego jest nader prosta. Dwa krążki z materjału izolującego z naklejonemi wycinkami metalicznemi, które dzięki kontaktom perjodycznym ze szczotkami utrzymujemy na znacznej różnicy potencjałów, wprawiamy w bardzo szybki ruch obrotowy w pobliżu czułej igły magnetycznej. Wirujące

wycinki naelektryzowane są co do skutku magnetycznego równoważne prądowi płynącemu w obwodach kołowych i dają też odpowiednie odchylenie igły. Szczegółowy opis całego urządzenia eksperymentu znajdzie czytelnik w oryginalnym sprawozdaniu Rowlanda.

Co do prądu otwartego pierwszego rodzaju, t. j. „prądu przesunięcia dielektrycznego“, to nie zdołano wprawdzie stwierdzić skutków jego magnetycznych bezpośrednio; lecz, opierając się na założeniu, że skutki takie istnieją, Maxwell przepowiedział prędkość fal elektromagnetycznych, a przepowiednia ta ziściła się w doświadczeniach Hertza. Nie można wcale przecenić doniosłości tych dowodów, przemawiających za istnieniem działań magnetycznych prądów „konwekcji“ i prądów „przesunięcia“; na nich bowiem spoczywa cały gmach nowoczesnej nauki o elektryczności.

Kula naładowana w ruchu.

7. Jako przykład konkretny obliczenia pola magnetycznego poruszającego się ciała naładowanego dobrze będzie rozważyć tu szczegółowo poruszającą się kulę naelektryzowaną, zwłaszcza iż przyda się nam to bardzo w późniejszych rozdziałach.

Niechaj O będzie środkiem kuli poruszającej się w kierunku OX z prędkością v. Wówczas natężenie magnetyczne w dowolnym punkcie P, położonym nazewnątrz kuli, będzie $4\pi Nv\sin\chi$, gdzie N znowu oznacza polaryzację elektryczną, χ zaś kąt zawarty między OX a kierunkiem rurek. Kładąc $OP=r$, mamy $N=\frac{e}{4\pi r^2}$, gdzie e jest ładunkiem kuli, czyli liczbą wychodzących z niej rurek. Natężenie magnetyczne w P będzie tedy $ev\sin\chi/r^2$, kierunek zaś jego będzie prostopadły do rurek oraz do kierunku ich ruchu, a więc prostopadły do płaszczyzny POX. Z drugiej strony wiadomo dobrze, że natężenie magnetyczne odpowiadające elementowi prądu o natężeniu i i o długości ds w punkcie odległym od niego o r cm. w kierunku, który z kierunkiem prądu tworzy kąt θ, równa się $i\sin\theta.ds/r^2$. Skutek więc magnetyczny poruszającej się kuli naładowanej jest ten sam, co amperowskiego elementu prądu o natężeniu i, zlewającego się w każdej chwili, co do położenia, ze środkiem kuli i płynącego w kierunku jej ruchu, przyczym $ids=ev$. Wszystkie własności takiego elementu prądu przypisać też można naszej poruszającej się kuli; a więc, jeżeli kula porusza się w polu magnetycznym o natężeniu H, podlega ona sile $\mu Hev\sin\varphi$, gdzie φ jest kątem zawartym między H

a v, μ zaś jest stałą magnetyczną, tak zwaną przenikliwością ośrodka; siła ta dążyć będzie do odchylenia kuli w kierunku prostopadłym do kierunku H i do kierunku ruchu kuli. Na wynik ten powoływać się będziemy częstokroć w rozdziałach późniejszych.

Jeżeli kula naładowana krąży po orbicie zamkniętej, pożądaną bywa często znajomość prądu amperowskiego płynącego w obwodzie zlewającym się z tą orbitą i dającego ten sam skutek magnetyczny, co poruszająca się kula. (Zauważmy, że natężenie magnetyczne spowodowane przez kulę zmienia się w dowolnie danym punkcie wraz z położeniem kuli na orbicie, gdy tymczasem dla prądu jest stałe w czasie. Otóż chodzi nam tu o znalezienie prądu, którego skutek magnetyczny w dowolnym punkcie byłby ten sam, co skutek przeciętny poruszającego się ładunku, w tymże punkcie.) Ażeby dopiąć tego celu, uciec się można do zasady, według której natężenie magnetyczne wytworzone przez prąd jest proporcjonalne do ilości elektryczności obiegającej jego obwód na jednostkę czasu. Jeżeli e jest ładunkiem kuli, T zaś czasem obiegu całej orbity, przez jakikolwiek punkt orbity przechodzi co sekunda ładunek e/T. Z drugiej strony, skoro i jest natężeniem równoważnego prądu, i jednostek elektryczności przeszywa każdy przekrój poprzeczny obwodu prądu w ciągu sekundy; będzie przeto

$$i=\frac{e}{T} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (5).$$

Działanie elektrostatyczne i elektromagnetyczne.

8. Nie uszła zapewne uwagi czytelnika pewna trudność związana z tym poglądem na działanie magnetyczne. Działania zarówno elektrostatyczne, jak elektromagnetyczne rzuciliśmy na karb własności tych samych rurek: pierwsze przypisaliśmy samej obecności rurek w spoczynku, drugie rurkom w ruchu. Zdawałoby się tedy, że, jeżeli jakakolwiek dziedzina jest w ten lub ów sposób odcięta od wpływu elektrostatycznego danego układu, musi ona również być odcięta od jego wpływu elektromagnetycznego; boć brak wpływu elektrostatycznego znaczy, że rurki układu tego nie wkraczają do owej dziedziny, a skoro ich tam niema, nie mogą też w niej zachodzić zjawiska będące skutkami ruchu rurek. Lecz, jak powszechnie wiadomo, dziedzina ograniczona zamkniętym przewodnikiem jest zupełnie odcięta od wpływów elektrostatycznych wszelkich układów zewnętrznych, gdy

tymczasem obecność tej zamkniętej powłoki przewodzącej nie wywiera żadnego zgoła wpływu na działanie magnetyczne statecznych prądów zewnętrznych [t. j. bynajmniej działania ich na wnętrze dziedziny nie odcina].

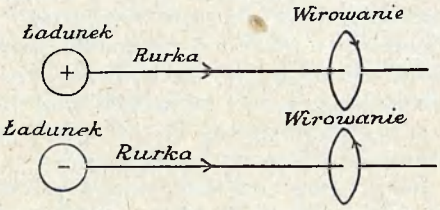
Tej pozornej sprzeczności możemy zaradzić, zmieniając nieco pogląd nasz na stosunek rurki do jej ładunku. Dotychczas każdą rurkę uważaliśmy za łączącą wzajemnie dwa przeciwne ładunki, do których w równej mierze każda rurka należy. Otóż trudność powyższa zniewala nas do wniosku, że każdy ładunek dźwiga ze sobą swe własne rurki, niezależnie od obecności innych ładunków, i że rurki przyczepione do ładunków różnoimiennych mają wręcz przeciwnie skierowane własności.

Aby myśl moją lepiej wyjaśnić, użyję pewnej analogji hydrodynamicznej, która okaże się bardzo pożyteczną przy rozważaniu magnetycznych własności rurek Faradaya*. Przypuśćmy mianowicie, że rurki te są poniekąd podobne do „włókien wirowych“ w masie płynnej. „Włókna“ takie są to rurkowate masy płynu obdarzone ruchem obrotowym, czyli wirowym, charakterystycznie różnym od ruchu pozostałego płynu. Przypuśćmy, że własności elektrostatyczne rurek, a więc ich napięcie podłużne i ciśnienie poprzeczne, są wyznaczone przez prędkość wirowania. W tych zaś warunkach powyższe orzeczenie moje, jakoby rurki przyczepione do ładunków dodatnich posiadały „własności przeciwnie skierowane“, niż rurki przyczepione do ładunków ujemnych, należy tak rozumieć, że, jeżeli wirowanie dla rurki pierwszego rodzaju pozostaje w tym samym stosunku do jej osi zwróconej nazewnątrz, co obrót do ruchu postępowego śruby prawoskrętnej, natenczas stosunek wirowania do osi rurki drugiego rodzaju jest taki sam, jak stosunek obrotu do ruchu postępowego śruby lewoskrętnej (rys. 4).

Rozważmy teraz przypadek płyt równoległych o ładunkach jednakowych i wprost sobie przeciwnych. Z każdej z tych płyt wychodzi jednakowa liczba rurek na o b i e strony płyt i prostopadle do nich, tak iż cała przestrzeń między płytami i nazewnątrz nich jest wypełniona rurkami dodatniemi i ujemnemi, zlewającemi się wzajemnie (na rys. 5. rurki dodatnie są zaznaczone przez linje ciągłe, ujemne przez kropkowane). Z rysunku czytelnik ła-

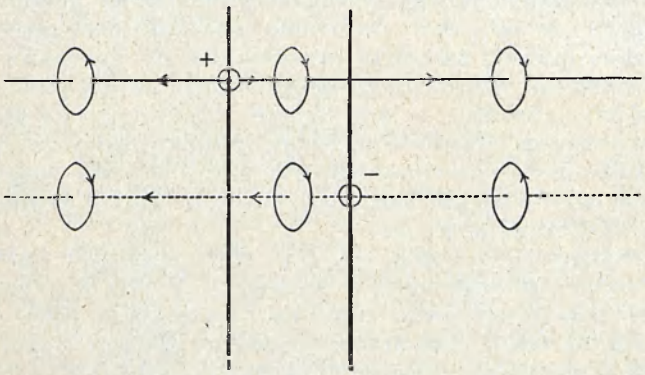
* Muszę się zastrzec, że analogja powyższa, chociażby pod wspomnianemi tylko względami, nie rości sobie bynajmniej pretensji do zupełności, ani też, że miałbym dopuścić się dziwacznego twierdzenia, jakoby „eter był płynem doskonałym“ lub czymś podobnym.

two zrozumie, że w przestrzeni zawartej między płytami kierunki wirowania bezwzględnego są dla rurek obu rodzajów zgodne ze sobą, nazewnątrz zaś płyt — wprost sobie przeciwne. Między płytami więc rurki wzmocnią swe działanie co do wszelkich własności określonych przez prędkość wirowania, w przestrzeni zaś



Rys. 4.

zewnętrznej działania ich co do tychże własności zobojętnią się wzajemnie. Ponieważ zaś założyliśmy, że skutki elektrostatyczne rurek zależą od tego właśnie wirowania, otrzymamy pewne ich skutki elektrostatyczne między płytami, lecz żadne w przestrzeni zewnętrznej, zupełnie jak tego chce doświadczenie.



Rys. 5.

Lecz jeżeli jedna płyta porusza się względem drugiej [bocznie], unosząc ze sobą swe rurki, natenczas wszelkie skutki przesuwania się pęków rurek dodatnich i ujemnych względem siebie będą takież nazewnątrz płyt, jak w przestrzeni zawartej pomię-

dzy niemi. Otóż takiemu właśnie względnemu przesuwaniu się rurek przypisaliśmy działania elektromagnetyczne; działania więc takie pęku rurek dodatnich nie zmienią się dzięki obecności pęku rurek ujemnych, tak iż skutek magnetyczny poruszających się ładunków występować będzie nawet w takich miejscach, gdzie nie będzie żadnego skutku elektrostatycznego.

Dotychczas nie usiłowaliśmy wyobrazić sobie wzrokowo działania magnetycznego rurek, zadowalając się sformułowaniem matematycznym związku między ich prędkością ruchu a natężeniem magnetycznym. Istotnie, niełatwo podać należytą analogję mechaniczną tego działania. Najlepiej może byłoby wyobrazić sobie, że ruch względny rurek zmienia w ten lub ów sposób przyciąganie wzajemne rurek różnoimiennych, tak iż skutki elektrostatyczne słabną, że więc, jeżeli jeden ładunek porusza się względem drugiego o tymże znaku, odpychanie się elektrostatyczne tych ładunków jest mniejsze, niż gdyby spoczywały: ruch sprawi pozorne ich przyciąganie się, które zachodzi, jak wiadomo, dla dwuch prądów w tym samym płynących kierunku. Należy tu zaznaczyć, że układ elektrycznie obojętny, t. j. taki, z którego promieniują jednakowe liczby rurek dodatnich i ujemnych, nie da w ruchu żadnych skutków magnetycznych; te bowiem zależą od przesuwania się rurek jednego względem rurek drugiego znaku, a ruchu takiego, względnego, niema zgoła, skoro obadwa pęki rurek są przyczepione do tego samego ciała i wraz z nim się poruszają.

Pogląd nasz na działanie elektrostatyczne rurek musimy teraz zmienić nieco, aby pogodzić go z zapatrywaniem naszym na ich działanie elektromagnetyczne. Musimy przypuścić, że wszystkie rurki, przyczepione do ładunków dodatnich, czy ujemnych, doznają tego samego napięcia podłużnego, że jednak rurki podobne (t. j., w myśl analogji naszej, te, dla których kierunek wirowania bezwzględnego jest ten sam) odpychają się wprawdzie, jak poprzednio, rurki niepodobne atoli (t. j. o przeciwnych kierunkach wirowania) przyciągają się wzajemnie i dążą do zlania się ze sobą. Pamiętając o tym, wyobraźmy sobie, że małą cząstkę naładowaną dodatnio, z której rurki promieniują jednako we wszystkich kierunkach, przysunęliśmy bardzo blizko do podobnej cząstki naładowanej ujemnie. Wówczas po stronie cząstki ujemnej, odwróconej od cząstki dodatniej, rurki jednej i drugiej cząstki są niepodobne i starają się zlać i zobojętnić swe działania elektrostatyczne, tak iż w tej dziedzinie rurki przynależne cząstce

dodatniej zagną się ku cząstce ujemnej, a z chwilą nastania równowagi wszystkie przechodzić będą przez cząstkę ujemną. W przestrzeni natomiast zawartej między obiema cząstkami wszystkie rurki są podobne, a więc rozmieszczą się w sposób wskazany na zwykłych wykresach linji siły między ładunkami różnoimiennemi, tak iż działanie elektrostatyczne rurek będzie zupełnie takie, jakie wyprowadziliśmy z pierwotnych naszych założeń.

Nie potrzebujemy też zmieniać wzorów ilościowych podanych na str. 10 i 11. Liczba bowiem rurek promieniujących z ładunku e będzie wciąż jeszcze równała się e, tak iż ogółem mamy $2e$ rurek połączonych z obydwoma ładunkami w powyższym naszym przykładzie. Lecz działanie elektrostatyczne połowy rurek wychodzących z każdego ładunku jest zobojętnione dzięki zlaniu się z rurkami niepodobnemi, tak iż liczba rurek, którą elektrostatycznie należy wziąć w rachubę, jest znowu e, jak przedtym.

Podobnie też rachunek wykonany na str. 15. dla skutku magnetycznego ruchu rurek pozostanie bez zmiany. Bo chociaż w polu jest teraz dwa razy więcej rurek, niż według naszego poglądu pierwotnego, połowę z nich należy teraz uważać za nieruchomą, gdy tymczasem druga połowa względem nich się przesuwa; a temu właśnie przesuwaniu się wzajemnemu rurek niepodobnych przypisaliśmy skutki magnetyczne. Ponieważ tedy rachunki nasze wypadną jednakowo, czy założymy, że rurki są przyczepione do ładunków na obu, czy też na jednym swym końcu, będziemy nadal też mogli korzystać z pierwszego założenia we wszystkich przypadkach, gdzie różnica ta nie będzie istotną; sam zaś czytelnik po chwili namysłu będzie mógł wywody nasze przełożyć na język odpowiadający drugiemu, bardziej ścisłemu poglądowi.

Pewną atoli różnicę między dwoma temi zapatrywaniami musimy tu zaznaczyć. Jeżeli ładunki dodatnie i ujemne uważamy tylko za objawy obydwu końców jednej i tej samej rurki, wytworzenie ładunku dodatniego bez równego mu ujemnego jest oczywiście niemożliwe. Jeżeli natomiast rurki przyczepione do ładunków o znakach przeciwnych są zgoła od siebie niezależne, fakt doświadczalny, że ładunki różnoimienne powstają zawsze w jednakowych ilościach, domagać się będzie dalszego wyjaśnienia.

Energja pola magnetycznego.

9. Z powyższej analogji hydrodynamicznej skorzystać można dla przedstawienia sposobu rozmieszczenia energji w polu magnetycznym. W każdym podręczniku poświęconym teorji elektromagnetyzmu znajdziemy dowód, że na jednostkę objętości pola magnetycznego przypada energja $\frac{1}{8\pi}\mu H^2$, gdzie μ jest przenikliwością ośrodka, H zaś natężeniem magnetycznym w danym miejscu. Jeżeli natężenie magnetyczne jest wynikiem poruszających się rurek Faradaya, mamy $H = 4\pi N v \sin\chi$, tak iż energja na jednostkę objętości jest

$$E = 2\pi\mu N^2 v^2 \sin^2\chi \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (6).$$

Otóż wobec tego, że występuje tu v^2, nasuwa się myśl przedstawienia tej energji jako energji kinetycznej jakiegoś poruszającego się układu, albowiem energja kinetyczna ciała o masie m, poruszającego się z prędkością v, jest $\frac{1}{2}mv^2$. Jeżeli za jednostkę objętości weźmiemy sześcian o boku $=1$, a krawędziach równoległych i prostopadłych do rurek, w objętości tej będzie N rurek, każda o jednostce długości. Jeżeli tedy założymy, że każda jednostka długości rurki posiada masę $4\pi\mu N\sin^2\chi$, energja kinetyczna wszystkich rurek będzie

$$\tfrac{1}{2}N \times (4\pi\mu N\sin^2\chi) \times v^2 = 2\pi\mu N^2 v^2 \sin^2\chi,$$

a taką jest właśnie energja magnetyczna pola na jednostkę objętości.

Na pierwszy rzut oka powyższe rozmieszczenie masy w rurce Faradaya wydawać się będzie tak dowolnym i niepodobnym do wszystkiego, co zachodzi w zwykłych układach mechanicznych, iż analogję tę osądzi czytelnik raczej jako bałamutną, niż użyteczną. Po chwili zastanowienia przekonamy się jednak, że dzięki poprzedniej naszej analogji hydrodynamicznej sprawa ta w nowym występuje świetle. Istotnie, wiadomo z hydrodynamiki, że ciało poruszające się w płynie zachowuje się tak, jak gdyby, oprócz własnej masy, posiadało jeszcze masę dodatkową, równą masie pewnej objętości tegoż płynu. Wielkość tej objętości zależy od kształtu [i rozmiarów] poruszającego się ciała: dla kuli masa dodatkowa równa się masie płynu o połowie objętości kuli, dla walca prostego poruszającego się prostopadle do swej osi objętość ta równa się objętości walca; jeżeli jednak walec porusza się wzdłuż swej osi, objętość ta jest stosunkowo tym mniejsza,

im mniejsze jest pole przekroju poprzecznego walca, i dla walca dość cienkiego* staje się niedostrzegalną.

Otóż włókna wirowe, którym upodobniliśmy rurki Faradaya, przypominają poniekąd walce poruszające się w płynie; gdy poruszają się prostopadle do swych osi, masa dodatkowa pochodząca z zaburzenia płynu, w którym się poruszają, jest różna od masy, którą zyskują, poruszając się wzdłuż swych osi. Jeżeli rurki będziemy uważać za walce bardzo cienkie, masa dodatkowa przy ruchu podłużnym, t. j. w kierunku ich osi, będzie bardzo mała i da się zaniechać. Pozorna więc masa rurek zmienia się wraz z kierunkiem ich ruchu, a mianowicie — mniej więcej odpowiednio do czynnika $\sin^2\chi$ we wzorze dla masy rurek podanym nieco wyżej.

Dalej, jeżeli jednocześnie kilka ciał porusza się w płynie, masa dodatkowa, którą każdemu z nich przypisać należy, jest inną, niż gdyby każde z tych ciał poruszało się zosobna lub też w bardzo znacznej odległości od wszystkich ciał pozostałych. Innemi słowy, masa pozorna każdego ciała zależy też od rozmieszczenia sąsiednich ciał, podobnie jak, według (6)**, masa każdej rurki zależy od N, t. j. od gęstości upakowania sąsiednich rurek.

Nic więc dziwnego, że każdej rurce przypisujemy masę $4\pi\mu N\sin^2\chi$ na jednostkę długości i że energję magnetyczną w okolicy poruszających się rurek Faradaya uważamy za ich energję kinetyczną. Obraz ten posiada wielką wartość, jak zobaczymy w rozdziale następnym, a także w dalszych, kiedy wypadnie nam zająć się nowszemi poglądami na związki między elektrycznością a materją.

Indukcja prądu.

10. Dotychczas rozważyliśmy jedynie natężenie magnetyczne wytwarzane przez prąd elektryczny; istnieje wszakże inna jeszcze gałąź elektromagnetyzmu, zajmująca się prądami powstającemi przez zmianę pola magnetycznego, czyli t. zw. prądami indukcyjnemi.

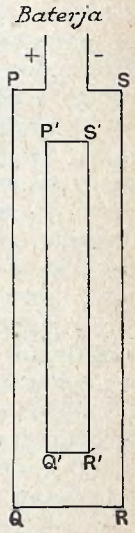
Faraday spostrzegł, że, jeżeli w jednym obwodzie powstaje, zanika lub zmienia się w jakikolwiek sposób prąd elektryczny,

* Dokładniej: dla walca względnie cienkiego, t. j. posiadającego rozmiary poprzeczne bardzo małe w porównaniu z długością. Przyp. tłum.

** „Podobnie" jakościowo, zgruba, lecz bynajmniej nie ilościowo, t. j. nie według wzoru podobnego do (6). Autorowi chodzi tu, oczywiście, tylko o surową analogję. Przyp. tłum.

natenczas w poblizkim obwodzie zamkniętym powstaje prąd przejściowy. Kierunek tego prądu indukowanego, czyli wzbudzonego, jest taki, iż stara się on przeciwdziałać zmianie pola magnetycznego przynależnego pierwszemu obwodowi, zmianie, która nastąpiłaby dzięki zmianie płynącego w nim prądu. Zobaczmy, jak ta indukcja prądów daje się wyjaśnić na tle powyższych analogji mechanicznych.

Niechaj PQRS i P′Q′R′S′ (rys. 6.) wyobrażają dwa obwody, leżące, jeden w drugim, w tej samej płaszczyźnie. PQRS zawiera baterję lub inne jakiekolwiek źródło wytwarzające rurki Faradaya, tak iż w obwodzie tym płynie prąd, któremu towarzyszy znany już nam ruch rurek. Możemy wyobrazić sobie, że rurki są rozpięte między PQ(+) a SR(−) i że poruszają się wzdłuż obwodu z góry na dół, mając osie zwrócone równolegle do części QR, w którą też zapadają się w końcu swej wędrówki. Dzięki rurkom będziemy mieli w P′Q′R′S′ t. zw. elektryzację indukowaną, czyli — w języku teorji Faradaya — rurki metalu tworzącego ten obwód (por. rozdz. III.) ułożą się w taki sposób, iż w substancji tego przewodnika nie będzie żadnego natężenia elektrycznego. Przypuśćmy teraz, że przerywamy prąd w pierwszym obwodzie, usuwając nagle przewodnik QR. Rurka, która właśnie miała zapaść się w QR, nie będzie teraz mogła tego uczynić, lecz pozostanie na miejscu, rozpięta w utworzonej przerwie, i wywierać będzie na znajdujące się tuż nad nią rurki ciśnienie poprzeczne, nie pozwalając im zsunąć się w dół obwodu. Pamiętajmy atoli, że rurki posiadają masę, że więc siła skończona wymagać będzie pewnego skończonego czasu, aby je wstrzymać w ich ruchu. W ciągu krótkiego więc czasu rurki nadal jeszcze posuwać się będą na dół wzdłuż drutów PQ, SR, lecz, nie mogąc umknąć w końcu tej drogi, nagromadzą się w okolicy QR. Rozmieszczenie rurek w polu PQRS będzie tedy zmienione: w porównaniu ze stanem pierwotnym będziemy mieli teraz więcej rurek w dolnej, niż w górnej części obwodu.



Rys. 6.

Ta zaś zmiana rozmieszczenia pociągnie za sobą nowy rozkład „elektryzacji indukowanej“ w obwodzie P′Q′R′S′. Poprzednio była ona w równowadze, lecz teraz liczba rurek w okolicy Q′R′

jest stosunkowo większa, niż przy P′S′. Musi więc nastąpić ruch elektryczności w kierunku wyznaczonym przez działanie rurek nagromadzonych w dolnej części obwodu: elektryczność dodatnia popłynie w kierunku Q′R′S′P′, a rurki, mające swe końce dodatnie na części P′Q′, będą musiały przesunąć się w dół obwodu. Ruch tych rurek wytworzy natężenie magnetyczne, a ponieważ odbywa się on w tym samym kierunku, co ruch rurek w PQRS przed przerwaniem tego obwodu, więc nowe natężenie magnetyczne będzie miało ten sam kierunek, co to, które odpowiada prądowi w obwodzie indukującym. Lecz ostatnio wymienione natężenie znikło po przerwaniu obwodu; natężenie więc magnetyczne powstające dzięki prądowi wzbudzonemu przeciwdziałać będzie zmianie pola, wywołanej przez przerwanie prądu wzbudzającego,— co było do okazania.

Czytelnik sam opracować może przypadek wprost przeciwny, w którym prąd zaczyna płynąć w obwodzie PQRS; przekona się wówczas, że skutki w ten sposób obliczone również zgadzają się z doświadczeniem. Powyżej nie staraliśmy się nawet dowieść, że stosunki ilościowe, otrzymane na tej drodze, zgadzałyby się z wynikami zwykłych teorji; odpowiednie rachunki byłyby bowiem nader zawiłe, a ponieważ nie będą nam w dalszym ciągu potrzebne, ani też nie przyczyniłyby się do dalszego wyświetlenia pomysłów elektromagnetycznych Faradaya, możemy je tu bez szkody pominąć. Co do pełnego rozwinięcia matematycznego teorji Faradaya odesłać muszę czytelnika do rozdz. I. książki prof. Thomsona Recent Researches in Electricity and Magnetism (Nowsze badania w dziedzinie elektryczności i magnetyzmu).

Bibljografja do rozdziału I.

Faraday, Experimental Researches in Electricity and Magnetism, szczególnie I. 1231, 1613—1616, III. 3070—3299 oraz str. 438—443. [Klasyczne to dzieło, wydrukowane u Taylora i Francisa w Londynie, uprzystępniono też pod względem ceny w niemieckich tomikach Ostwalda Klassiker der exakten Wissenschaften.]

J. J. Thomson, Recent Researches in Electricity and Magnetism, Rozdz. I., oraz Electricity and Matter, Rozdz. I [książeczka ta istnieje też w przekładach włoskim i niemieckim].

Co do § 6 patrz Rowland'a Collected Papers, str. 151, lub też Philosophical Magazine (5) XXVII, str. 445—460, 1889.

ROZDZIAŁ II.

ELEKTROMAGNETYCZNA TEORJA SWIATŁA.

Skończona prędkość propagacji działań elektrycznych.

1. Wspomnieliśmy już o pewnym ważnym odkryciu, które nasunęło się dzięki teorji Faradaya, a które dawniejsze teorje przysłoniły — o skutku magnetycznym poruszających się ładunków. Obecnie zwrócimy się do innego takiego odkrycia, również doniosłego, a mianowicie: do skończonej prędkości propagacji* działania elektromagnetycznego. Częstokroć utrzymywano, że odkrycie to z konieczności zadało cios śmiertelny teorjom „działania na odległość“ i zapewniło ostateczne zwycięstwo teorji „działania przez ośrodek“. Tak też rzecz miała się historycznie; logicznie jednak nie możnaby było wyniku tego z całą pewnością przepowiedzieć. Weber usiłował pogodzić „działanie na odległość“ z takiemi np. objawami, jak indukcja prądów, zakładając mianowicie, że działanie jednego ładunku na drugi zależy nietylko od względnego ich położenia, lecz również od prędkości, przyśpieszenia i innych cech ich ruchu. Usiłowania te mogłyby wypaść pomyślnie; obecnie jednak wiemy, że wyraz analityczny niezbędny dla dokładnego określenia takiego działania musi być tak zawiły, iż, gdyby nawet udało się wysnuć go z danych doświadczalnych, nasze środki matematyczne nie wystarczałyby do wyprowadzenia zeń jakichkolwiek rezultatów. Słowem, „działanie na odległość“ okazało się zgoła nieprzydatnym jako środek do opisu zjawisk elektromagnetycznych.

* Ze względów, gdzieindziej wyłuszczonych, posługujemy się tym obcym wyrazem zamiast rozpowszechnionego u nas dawniej „rozchodzenia się” działań lub zakłóceń elektromagnetycznych, czy też jakichkolwiek innych. Przyp. tłum.

W poprzednim rozdziale wspomnieliśmy kilkakrotnie, że rurka Faradaya doznaje napięcia podłużnego i ciśnienia poprzecznego oraz że należy przypisać jej pewną masę, o ile porusza się prostopadle do swej osi. Załóżmy tedy, że dana rurka Faradaya jest rozpięta między dwoma punktami A, B i że koniec A zaczyna się poruszać w kierunku prostopadłym do rurki. Rurka wówczas się odkształci, tak iż obecne w niej wysiły [napięcia i ciśnienia] nie będą już z sobą w równowadze, lecz dadzą pewną siłę wypadkową, która działać będzie na rurkę. Ponieważ jednak rurka nasza posiada skończoną masę, siła skończona musi mieć czas skończony, aby sprawić skończenie wielkie przesunięcie rurki; części jej odleglejsze od końca A nie zajmą położeń, odpowiadających nowym warunkom, natychmiast, lecz dopiero po upływie skończonego czasu po wprawieniu w ruch końca A. Innemi słowy, działanie przenosić się będzie od A ku B z prędkością skończoną.

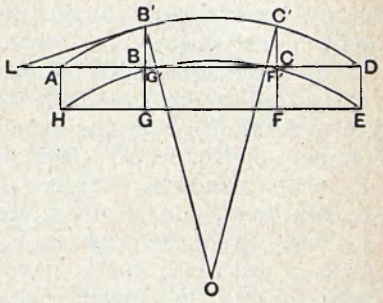
Pewna analogja wyjaśni nieco ten proces i przyda się nam też do dalszych naszych dociekań. Jeżeli jeden koniec liny przywiążemy do jakiegoś ciężkiego ciała, a drugim potrząsać będziemy prostopadle do kierunku podłużnego liny, przekonamy się, że zakłócenie wywołane tym wstrząsaniem wędrować będzie wzdłuż liny i po pewnym czasie dosięgnie ciała i zacznie wprawiać je w ruch. Rurka Faradaya bardzo przypomina taką linę, o tyle, że ulega napięciu podłużnemu i posiada pewną masę: działanie jednego ciała naładowanego na drugie będzie się przenosiło, czyli propagowało wzdłuż łączących je rurek Faradaya, zupełnie tak samo, jak działanie naszej ręki na ciało ciężkie wzdłuż liny. Ważna atoli między liną a rurką zachodzi różnica. Jeżeli silnie napiętą linę szarpniemy w kierunku podłużnym, powędruje wzdłuż niej zakłócenie kompresyjne, którego prędkość będzie wogóle różna od prędkości propagacji zakłóceń poprzecznych. Otóż takie podłużne zakłócenia nie mogą propagować się wzdłuż rurki Faradaya, napięcie jej bowiem jest niezależne od jej długości. Gdybyśmy jedną z dwuch nieskończenie obszernych, równoległych płyt naelektryzowanych poruszali prostopadle do jej płaszczyzny, a więc równolegle do przyczepionych do niej rurek, siła wywierana na drugą płytę nie zmieniłaby się zgoła, a równowaga bynajmniej nie byłaby zakłócona. Zapamiętajmy sobie tedy, że wzdłuż rurek Faradaya propagować się mogą jedynie tylko zakłócenia poprzeczne.

Obliczenie prędkości propagacji.

2. Korzystając z tej ilustracji, możemy ze znanego związku między napięciem oraz masą liny a prędkością propagacji wzdłuż niej zakłóceń obliczyć prędkość przenoszenia się zakłóceń poprzecznych wzdłuż rurek Faradaya.

Rozważmy rurkę ABCDEFGH zlekka odkształconą na AB′C′DEF′G′H i obliczmy siły starające się sprowadzić część B′C′F′G′ do normalnego jej położenia i kształtu.

Będą to siły, działające (1) dzięki napięciu podłużnemu rurki i (2) dzięki ciśnieniu hydrostatycznemu na jej powierzchnię boczną. Weźmy nasamprzód (1) i rozważmy część rurki o małym przekroju poprzecznym ω, wyobrażoną przez linję AB′C′D. Napięcie wzdłuż tej linji [t. j. bardzo cienkiej rurki] jest $T\omega$*, a składowa jego działająca na B′ wzdłuż B′B równa się $T\omega\cos LB'B$, jeżeli B′L jest styczną w B′. Lecz $\cos LBB = \sin B'LB = \sin BB'O$, gdzie B′O jest normalną w B′; składowa więc siły, wzięta w kierunku B′B, wynosi $T\omega\sin BB'O$. Lecz kąt BB′O jest bardzo mały, gdyż przesunięcie, według założenia, ma być niewielkie; możemy tedy zamiast $\sin BB'O$ napisać kąt BB′O, tak iż powyższa siła składowa będzie $T\omega.BB'O$. Podobnie też siła składowa w C′ wzięta wzdłuż C′C′ będzie $T\omega.CC'O$; całkowita więc siła, starająca się sprowadzić B′C′ do położenia normalnego, będzie $T\omega(BB'O + CC'O) = T\omega.B'OC'$, tak iż siła wywierana na całą część B′C′F′G′ rurki jest $T.B'OC' \times$ pole przekroju poprzecznego rurki, czyli



Rys. 7.

$$T.B'OC'.B'G'.t,$$

gdzie t jest grubością rurki mierzoną prostopadle do płaszczyzny papieru.

Rozważmy teraz (2). Mamy ciśnienie hydrostatyczne [t. j. równomierne] wywierane na całą powierzchnię boczną rurki, powiedzmy R na jednostkę powierzchni. Ciśnienie więc na górną

* Jeżeli przez T rozumiemy napięcie na jednostkę powierzchni.
Przyp. tłum.

stronę części B′C′F′G′ rurki, spychające ją w dół, jest $R.\mathrm{B'C'}.t$, albowiem B′C′.t jest polem górnej powierzchni B′C′. Podobnie siła pchająca dolną stronę rurki do góry jest $R.\mathrm{F'G'}.t$; wypadkowa więc tych ciśnień, starająca się przywrócić rurkę do jej położenia normalnego, jest

$$R.t(\mathrm{B'C'}-\mathrm{F'G'})=R.t.\mathrm{B'OC'(B'O}-\mathrm{G'O})=R.t.\mathrm{B'G'.B'OC'}.$$

Całkowita przeto siła, dzięki (1) i (2), wynosi $(T+R).t.\mathrm{B'G'.B'OC'}$. Lecz T, napięcie podłużne rurki na cm.^{2} przekroju poprzecznego, równa się, jak wiemy, ciśnieniu R na cm.^{2}, wywieranemu na ściany boczne rurki, a oba te wysiły wynoszą liczebnie $2\pi N/K$, gdzie K jest stałą dielektryczną ośrodka. Cała więc siła, starająca się sprowadzić B′C′F′G′ do położenia normalnego, wyraża się ostatecznie przez $2T.t.\mathrm{B'G'.B'OC'}$, jest przeto równoważna sile, która działałaby na rurkę, gdyby panowało w niej samo tylko napięcie podłużne $2T.t.\mathrm{B'G'}$, bez ciśnień poprzecznych.

Otóż wiadomo dobrze, że prędkość propagacji zakłócenia wzdłuż liny o masie m (na jednostkę długości) i napięciu P jest $\sqrt{(P/m)}$. Prędkość więc ta dla naszej rurki $=\sqrt{(2T.t.\mathrm{B'G'}/m)}$, gdzie m jest masą rurki, na jednostkę długości; lecz, jak widzieliśmy na str. 25., masa rurki na jednostkę objętości jest $4\pi\mu N$ (każdy jej bowiem punkt porusza się prostopadle do osi rurki, tak iż $\sin\chi=1$); masa części B′C′F′G′ = przeto $4\pi\mu N.t.\mathrm{B'G'.F'G'}$, czyli masa na jednostkę długości $m=4\pi\mu N.t.\mathrm{B'G'}$. Dla prędkości V, z którą działania elektryczne przenoszą się wzdłuż rurki Faradaya, otrzymamy tedy ostatecznie

$$V=\sqrt{\left(\frac{2T.t.\mathrm{B'G'}}{m}\right)}=\sqrt{\left(\frac{4\pi N.t.\mathrm{B'G'}/K}{4\pi\mu N.t.\mathrm{B'G'}}\right)},$$

czyli

$$V=\frac{1}{\sqrt{(\mu K)}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (1).$$

Wyznaczenie prędkości propagacji.

3. Najbliższy krok polegałby na zmierzeniu wartości wyrazu $1/\sqrt{(\mu K)}$ dla pewnego ośrodka, powiedzmy dla powietrza. Oczywista, że wartość μ lub K, zosobna, zmieniać się będzie wraz z układem jednostek elektrycznych, który wybierzemy; lecz wartość iloczynu μK zależeć będzie jedynie od wyboru jednostek czasu i długości. Łatwo możnaby tego dowieść przez rozważenie t. zw. wymiarów wchodzących tu wielkości, lecz wszelkie dowody oparte na wymiarach, acz najzupełniej słuszne, wydają się wielu ludziom nie-

przekonywającemi, tak iż warto tu naszkicować zasadę całej metody, za pomocą której pomiar rzeczywisty może być dokonany, i okazać, że wartość w ten sposób otrzymana jest niezależna od wyboru jednostek elektrycznych.

Wartość stałej dielektrycznej danego ośrodka łatwo można znaleźć przez pomiar pojemności kondensatora o danych rozmiarach, którego dielektrykiem jest ten właśnie ośrodek. Wartość zaś przenikliwości μ wyznacza się łatwo z pomiaru indukcji magnetycznej przez obwód o danych rozmiarach, a indukcję tę wyznaczyć możemy, mierząc siłę elektromotoryczną, którą dane zmiany indukcji wzbudzają w obwodzie zamkniętym. Ostatecznie tedy mamy porównać pojemność kondensatora z siłą elektromotoryczną w obwodzie; lecz, wyładowując kondensator lub przykładając siłę elektromotoryczną do obwodu przewodzącego, otrzymujemy prąd elektryczny, a porównanie powyższe najdogodniej wykonać w wyrazach tego właśnie prądu.

Przypuśćmy tedy, że wzięliśmy płaski kondensator (zaopatrzony w pierścień ochronny), którego płyty, każda o powierzchni A, znajdują się od siebie w odległości d. Pojemność takiego kondensatora $= \frac{AK}{4\pi d}$, gdzie K jest stałą dielektryczną izolatora (powietrza); wzór ten jest ważny przy jakimkolwiek wyborze układu jednostek, skoro tylko bierzemy ten sam układ dla wszystkich wielkości. Jeżeli między płytami panuje różnica potencjałów W, ładunek kondensatora $= \frac{AKW}{4\pi d}$. Jeżeli ładujemy kondensator n razy w ciągu t sekund i wyładowujemy go za każdym razem przez obwód przewodzący, przez obwód ten przepłynie ilość elektryczności $\frac{AKW}{4\pi d}$ podczas każdego wyładowania, co odpowiada prądowi przeciętnemu o natężeniu $\frac{n}{t} \cdot \frac{AKW}{4\pi d}$. Wyraziliśmy już tedy K przez pewien prąd; zwróćmy się teraz do μ.

Weźmy długi solenoid (A) o N zwojach w L jednostkach długości, wypełniony tym samym ośrodkiem (powietrzem), co kondensator. Wewnątrz niego umieśćmy drugi solenoid (B) o M zwojach, o tejże długości i o przekroju poprzecznym s. Jeżeli osie solenoidów są równoległe i jeżeli w (A) płynie prąd C, całkowita indukcja magnetyczna przez solenoid (B) wynosi $4\pi\mu \frac{N}{L} \cdot MsC$. Je-

żeli (B) wykonywa naokoło osi prostopadłej do osi (A) n' zupełnych obrotów w ciągu t' sekund, prędkość zmiany indukcji przez solenoid (B) $= \frac{16\pi\mu NMsC}{L} \cdot \frac{n'}{t'}$, a wielkość ta, według prawa Faradaya, równa się sile elektromotorycznej, czyli różnicy potencjałów, panującej między końcami zwoju (B). (Założono tu, że siła elektromotoryczna dzięki komutatorowi, jakiego używa się w dynamomaszynie, posiada zawsze ten sam kierunek.)

Jeżeli tenże prąd C płynie przez opór R, różnica potencjałów między końcami tego oporu $= RC$. Tę różnicę potencjałów możemy porównać ilościowo z powyższą, wytworzoną przez zmianę indukcji magnetycznej w (B), posługując się metodą elektrometryczną; dajmy na to, że porównanie to dało dla rozważanych różnic potencjałów stosunek α, t. j.

$$RC = \alpha \frac{16\pi\mu NMsCn'}{Lt'} .$$

Wówczas

$$R = \frac{16\alpha.\pi\mu NMsn'}{Lt'} .$$

Przyłóżmy teraz do końców oporu R powyższą różnicę potencjałów W, użytą przy ładowaniu kondensatora; ta da nam prąd W/R, który porównać możemy z prądem powstającym przez wyładowywanie kondensatora; niechaj stosunek prądu drugiego do pierwszego będzie β. Wówczas otrzymamy

$$\frac{n}{t} \cdot \frac{AKW}{4\pi d} = \beta \frac{W}{R} = \frac{\beta WLt'}{16\pi\alpha\mu NMsn'} ,$$

stąd zaś

$$\mu K = \frac{\beta}{\alpha} \cdot \frac{d.Ltt'}{4NMsnn'A} .$$

Wszystkie wielkości po prawej stronie tego równania wymierzyć można w jednostkach czasu i długości, nie powołując się zgoła na jakiekolwiek jednostki elektryczne użyte w powyższych doświadczeniach. Zważmy następnie, że n, n', α, β, N i M są to stosunki, czyli liczby niemianowane, t. j. nie mające żadnych wymiarów, t zaś i t' są to czasy, A i s pola, wreszcie d i L długości. Wymiary iloczynu μK są tedy

$$\frac{(\text{długość})^2 \times (\text{czas})^2}{(\text{powierzchnia})^2} = \frac{(\text{czas})^2}{(\text{długość})^2} = \frac{1}{(\text{prędkość})^2} .$$

Wielkość $\frac{1}{\sqrt{\mu K}}$ jest więc prędkością.

Pomiar ten wykonano też istotnie za pomocą metod, różnych od powyżej opisanej tylko co do szczegółów, i znaleziono, że $1/\sqrt{(\mu K)}$, t. j. prędkość obliczona propagacji zakłóceń elektrycznych w powietrzu, wynosi z bardzo dobrym przybliżeniem $3{\cdot}0 \times 10^{10}$ centymetrów na sekundę, czyli 300000 kilom./sek., że więc w granicach błędów doświadczalnych równa się prędkości światła w powietrzu, otrzymanej z najlepszych pomiarów Fizeau'a, Newcomba, Michelsona i innych. Prędkość tę odtąd stale oznaczać będziemy przez V.

W dwadzieścia [z górą] lat po ogłoszeniu przez Maxwella wyprowadzonej w ten sposób prędkości propagacji zakłóceń elektrycznych Hertz w znakomitych swych doświadczeniach stwierdził ten wynik. Klasyczna praca Hertza jest opisana we wszystkich nowszych podręcznikach teoretyczno-elektrycznych*, tak iż wystarczyć tu powinien szkic zasad jego metody.

Jeżeli parę naładowanych płyt kondensatora połączymy na chwilę za pomocą przewodnika, przez dielektryk przeskoczy iskra. Rurki Faradaya w okolicy iskry ulegną zniszczeniu, tak iż z kondensatora napłyną nowe rurki, które zajmą miejsce tamtych. Ponieważ rurki posiadają masę, ruch ich nie ustanie natychmiast po osiągnięciu rozmieszczenia odpowiadającego nowemu stanowi równowagi: bezwładność ich pociągnie je nieco dalej. Po tej stronie kondensatora, gdzie przeskoczyła iskra, nagromadzi się zbyt wiele rurek, a skoro te się zatrzymają, działać na nie będzie siła, odpychająca je wstecz. Tym sposobem rurki zostaną wprawione w drgania, które zamrą stopniowo, dzięki działaniu tłumiącemu oporu w obwodzie kondensatora [a po części też, przy drganiach bardzo szybkich, dzięki promieniowaniu energji elektromagnetycznej nazewnątrz]. Według teorji, wyłożonej w poprzednich paragrafach, te poprzeczne drgania końców rurek przyczepionych do płyt kondensatora powinny wywędrować nazewnątrz, wzdłuż rurek, z prędkością V**. Hertzowi udało się zmie-

* Patrz np. Whethama Experimental Electricity, § 70. [Także III. tom Zasad Fizyki A. W. Witkowskiego, Warszawa, 1912.]

** Opis ten jest niewątpliwie zbyt powierzchowny i, powiedziałbym, niedbały, ale chodziło tu autorowi o szkic tylko. W każdym razie czytelnik, skądinąd nie poinformowany, dobrze uczyni, jeżeli zajrzy do jednej z przytoczonych powyżej książek lub do pism zbiorowych H. Hertza, wydanych w Lipsku u J. A. Bartha. Przyp. tłum.

rzyć długość fali (λ) tych drgań i obliczyć ich okres T. Ponieważ zaś dwie te wielkości są związane z prędkością V według wzoru

$$\lambda = VT \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (2),$$

z doświadczeń jego dało się wyznaczyć wartość V, a ta zgadzała się, w granicach błędów obserwacyjnych, z wartością przepowiedzianą przez Maxwella. Odtąd nie można już było wątpić o poprawności teorji Maxwella; to też przyjął ją cały świat naukowy.

Teorjaelektromagnetyczna światła.

4. Ta zgodność prędkości propagacji objawów elektrycznych i optycznych nasunęła Maxwellowi myśl, że drgania świetlne są właśnie tylko drganiami rozpiętych poprzez całą przestrzeń rurek Faradaya, niczym więcej.

Utrzymywano, że Maxwella co do wniosku tego wyprzedził już poniekąd Faraday; niewątpliwie też autor listu do Ryszarda Phillipsa (Experimental Researches, tom III, str. 477) bardzo był blizkim odgadnięcia teorji Maxwella. Sądzę wszakże, że samo poszukiwanie działań elektrycznych na zjawiska świetlne dowodzi, iż poglądy jego nie były zupełnie jasne, i że w tym przypadku przyznać należy, iż intuicja Faradaya, najcudowniejsza w całej historji fizyki, nie dopisała mu. Słynne zdanie Faradaya na początku trzeciego tomu odsłania nam powody, które skłoniły go do podjęcia tego poszukiwania: „Oddawna już żywiłem przypuszczenie, niemal przekonanie, wspólne mi — jak sądzę — z wieloma innemi miłośnikami wiedzy przyrodniczej, że różne postacie, w których przejawiają się siły materji, mają jedno wspólne pochodzenie". Otóż w orzeczeniu tym upatrywać należy raczej przewidywanie zasady zachowania energji, niż elektromagnetycznej teorji światła. Najbardziej przekonywającym dowodem ścisłego związku zjawisk elektrycznych z optycznemi jest to, że w obu przypadkach działania przenoszą się przez próżnię, t. j. przestrzeń wolną od materji, i że są to (oprócz ciążenia powszechnego) jedyne ze znanych działań, które w ten właśnie propagują się sposób. Gdyby więc nie było ścisłego związku między elektrycznością a światłem, próżnym dziedzinom przestrzeni musielibyśmy przypisać dwie grupy zupełnie różnych i wzajemnie niezależnych własności. Innemi słowy, zarówno teorja elektryczności, jak światła, wymagają eteru, a skoro niema związku między eterem elektrycznym a eterem świetlnym, całą przestrzeń musielibyśmy dwukrotnie wypełnić różnemi eterami — co byłoby

przypuszczeniem tak zawiłym, iż w celu uwolnienia się od niego nie należałoby szczędzić żadnych wysiłków.

Jeżeli chcemy znaleźć związek między elektrycznością a światłem, powinniśmy szukać go przedewszystkim pośród działań czynników tych w próżni (albo w tych ośrodkach, które—jak gazy—nieznacznie tylko różnią się od próżni). Faraday natomiast badał skutek przechodzenia światła przez gęste [optycznie] ośrodki w polu magnetycznym. W nagrodę za swe trudy odkrył wprawdzie nowy skutek, lecz tak zawiły, iż teorja Faradaya zgoła nie nadawała się do jego wyjaśnienia bez pomocy hipotez dodatkowych. Trudno powiedzieć, do jakiego doświadczenia mógłby się uciec, żeby w grę wchodziły próżne dziedziny przestrzeni—chyba do jakiejś odmiany doświadczeń hertzowskich; lecz fakt, że nie starał się o naszkicowanie takiego doświadczenia, dowodziłby bądź co bądź, że przecież nie wejrzał w ten związek tak głęboko, jak częstokroć przypuszczano.

Prawa optyczne z punktu widzenia elektromagnetycznego.

5. Zobaczymy teraz, czy znane własności rurek Faradaya dają nam możność wyprowadzenia praw optycznych z elektrycznych.

Zauważmy przedewszystkim, że wyjaśnienie bardzo wielu zjawisk optycznych, a właściwie wszystkich tych, w których chodzi o interferencję lub uginanie się (dyfrakcję), a między temi również o prostolinijną propagację światła, wynika bezpośrednio z teorji, głoszącej wprost, że światło jest pewną postacią zakłóceń falowych, lecz nie czyniącej żadnych zgoła założeń co do istoty fizycznej tych fal. Wszystkie tedy prawa interferencji i uginania się wynikają zarówno z naszej [elektromagnetycznej], jak z dawniejszej teorji eteru stałego, sprężystego, lub też z jakiejkolwiek innej teorji falowej, jak np. dotyczącej dźwięku* lub fal wodnych. Jedynym powodem, dla którego pewne prawa uważamy za optyczne, a nie za akustyczne, jest to, że dzięki krótkości fal świetlnych pewne zjawiska, nieważne dla znacznie dłuższych fal dźwięku, są ważne w dziedzinie optyki. Oczywista jednak, że długość fali, dla danego rodzaju światła, jest według teorji elektromagnetycznej ta sama, co według sprężystej lub jakiejkolwiek innej teorji:

* Z pominięciem wszakże tych stosunków, które zależą od podłużności, względnie poprzeczności drgań dźwiękowych i świetlnych; te jednak występowałyby dopiero przy zjawiskach polaryzacyjnych, które zresztą nie mają odpowiednika akustycznego. Przyp. tłum.

hipoteza wyróżniająca te rozmaite teorje dotyczy jedynie natury fizycznej założonych drgań.

Prawa załamania i odbicia [jednakże tylko tak zwane „prawa gieometryczne“, t. j. prawo Snelliusa i t. d.] również są wspólne dla wszelkich postaci drgań. Można dowieść, że zakłócenia perjodyczne, padając na powierzchnię graniczną dwuch ośrodków, w których prędkość propagacji jest różna, rozpadają się na dwie części, z których jedna odbija się i wraca do pierwszego ośrodka, druga zaś załamuje się i przenika do drugiego. Dalej, za pomocą dobrze znanej konstrukcji Huyghensa można dowieść, że dzięki jednakowym prędkościom zakłóceń padających i odbitych (w jednym i tym samym ośrodku) kąt odbicia powinien równać się kątowi padania, że natomiast kąt załamania będzie związany z kątem padania przez dobrze znane prawo wstaw (sinusów), w którym spółczynnik załamania wyraża się przez stosunek prędkości przenoszenia się zakłóceń w pierwszym i w drugim ośrodku.

Otóż według teorji elektromagnetycznej prędkość światła w ośrodku o stałych K, μ wyraża się przez $1/\sqrt{(\mu K)}$; spółczynnik więc załamania jednego ośrodka (A) względem drugiego (B) równa się $\sqrt{\left(\frac{\mu_A K_A}{\mu_B K_B}\right)} = n_{AB}$. Lecz z doświadczenia okazało się, że przenikliwość (μ) każdego ośrodka, nawet ciał zaliczanych do „magnetycznych“ [jak żelazo i t. p.], jest jednakowa, jeżeli chodzi o zmiany natężenia magnetycznego* tak szybkie, jak w falach świetlnych. Wobec tego możemy napisać $\mu_A = \mu_B$, tak iż będzie

$$n_{AB} = \sqrt{\left(\frac{K_A}{K_B}\right)}.$$

Jeżeli ośrodkiem (A) jest próżnia, dla której w układzie elektrostatycznym jednostek $K = 1$, natenczas n_{AB} staje się tym, co zwykle nazywa się poprostu spółczynnikiem załamania (n) ośrodka (A), tak iż mamy

$$n = \sqrt{K}, \text{ czyli } K = n^2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (3).$$

Tu właśnie mamy sposobność poddania teorji naszej sprawdzeniu doświadczalnemu. Istotnie, K, zarówno jak n, dla tego samego ciała dają się zmierzyć, a związek tak otrzymanych war-

* Czyli drgania magnetyczne, towarzyszące nieodłącznie drganiom elektrycznym. Przyp. tłum.

tości możemy porównać z przepowiedzianym we wzorze (3). Tabela I. zawiera wyniki kilku takich pomiarów doświadczalnych.

Widzimy, że w pewnych przypadkach zgodność jest znakomita, lecz w innych odchylenie K od n^2 jest znaczne. Oczywista, że związek (3) nie może być powszechnie ważnym, gdyż wartość n nie jest stała, lecz zmienia się wraz z częstością drgań świetlnych, a także wartość K jest różna dla pól statecznych i bardzo szybkich drgań. Porównanie właściwe wymagałoby raczej pomiarów K i n dla drgań tej samej częstości — warunek, nie dający się urzeczywistnić w praktyce; przekonano się jednak, że wartości K i n^2 stają się bardziej blizkie siebie, jeżeli mierzymy n dla drgań świetlnych możliwie najpowolniejszych, K zaś dla najszybszych drgań elektrycznych [a więc tak, aby częstości jednych i drugich drgań zbliżały się możliwie do siebie]. Ta surowa zgodność między spółczynnikami fizycznemi, napozór tak od siebie różnemi, jak stała dielektryczna i spółczynnik załamania, przemawia niewątpliwie na korzyść teorji elektromagnetycznej, lecz bądź co bądź żądza nasza wiedzy nie będzie zaspokojona, dopóki nie wyjaśnimy całkowicie, dlaczego wartości K i n zmieniają się wraz z częstością drgań.

Tabela I.

Substancja	K	n^2
Powietrze	1·000590	1·000588
Wodór	1·000264	1·000276
Benzol	2·21	2·20
Dwusiarczek węgla	2·65	2·69
Parafina	2·01	2·28
Kwarc	4·6	2·39 (promień zwyczajny)
Alkohol	25·0	1·85
Woda	76·0	1·78

Powyższe wartości n są zmierzone dla światła żółtego.

Światło spolaryzowane.

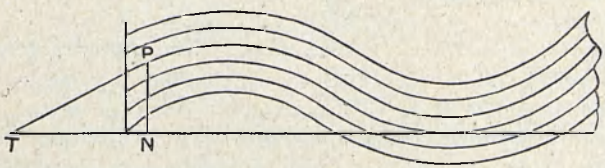
6. Hipoteza co do istoty drgań świetlnych staje się niezbędną dopiero wówczas, kiedy mamy do czynienia z polaryzacją* światła. Przekonano się, że pewne fale świetlne, znane pod nazwą fal prostolinijnie spolaryzowa-

* Nie potrzeba chyba zaznaczać, że „polaryzacja“ światła nie ma nic do czynienia ze wspominaną już częstokroć „polaryzacją elektryczną“. Szkoda, że to samo słowo ma dwa różne znaczenia; nie sądzę jednak, aby mogły stąd wyniknąć jakieś nieporozumienia

nych, nie zachowują się jednakowo względem wszystkich płaszczyzn przechodzących przez kierunek ich propagacji. Jeżeli światło odbite od powierzchni szkła pada następnie na drugą taką powierzchnię i odbija się od niej, natężenie światła podwójnie odbitego zmienia się nietylko wraz z kątem padania, lecz również wraz z kątem, który tworzą ze sobą płaszczyzny obu zwierciadeł; płaszczyzna, która przy danym położeniu pierwszego zwierciadła zawiera promień i normalną do drugiego zwierciadła, gdy natężenie podwójnie odbitego światła osiąga swe maximum, nazywa się *płaszczyzną polaryzacji światła*. Zjawiska te można wytłumaczyć, zakładając, że drgania świetlne nie zachodzą (podobnie jak dźwiękowe) w kierunku propagacji, lecz w kierunku doń prostopadłym. Innemi słowy, światło polegać musi na drganiach *poprzecznych*, t. j. takich właśnie, jakie mogą propagować się wzdłuż rurek Faradaya.

Aby jednak rozstrzygnąć, jaki jest kierunek drgań względem płaszczyzny polaryzacji, należało mieć dalsze jeszcze dane. Co do kierunku tego stworzono dwie różne hipotezy: według pierwszej, związanej z nazwiskiem Fresnela, drgania świetlne mają być prostopadłe do płaszczyzny polaryzacji, według drugiej, którą zawdzięczamy MacCullaghowi [i Neumannowi], drgania te zachodzić mają w płaszczyźnie polaryzacji. Chcąc hipotezy te ocenić ze stanowiska teorji elektromagnetycznej, musimy bliżej nieco wejrzeć w procesy związane z drganiem rurki Faradaya.

Niechaj szereg regularnych drgań poprzecznych, takich jak na rys. 8., biegnie wzdłuż pęczka równoległych rurek Faradaya.

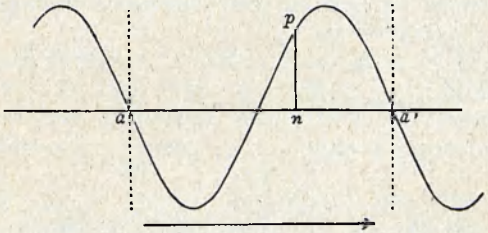


Rys. 8.

W dowolnej płaszczyźnie, położonej prostopadle do kierunku propagacji, drgania wszystkich rurek znajdują się w tej samej fazie; płaszczyzna taka nazywa się *czołem fali*, a samo zakłócenie *falą płaską*.

Polaryzacja elektryczna w dowolnym punkcie P posiada kierunek PT [styczny do rurki]; możemy ją w myśli rozłożyć na po-

laryzację niezakłóconą N w kierunku NT i na polaryzację D, spowodowaną przez drganie i zwróconą w kierunku PN, tak iż $\frac{D}{N}=\frac{PN}{PT}$. Ponieważ polaryzacja niezakłócona N ma być, według założenia, niezmienna wzdłuż całej fali, przeto, jeżeli wykreślimy krzywą (rys. 8A) o odciętych wyobrażających odległości mierzone w kierunku propagacji i rzędnych proporcjonalnych do wartości stosunku $\frac{PN}{PT}$, dowolna rzędna pn będzie proporcjonalna do wielkości polaryzacji poprzecznej D w punkcie n fali. Jeżeli fala



Rys. 8A.

jest perjodyczna, jak wskazano na rysunku, zakłócenie uważać można za rozmieszczenie polaryzacji, dane przez krzywą aa' posuwającą się naprzód z prędkością światła w rozważanym ośrodku (v). Jeżeli drgania są proste harmoniczne, wartość D w punkcie odległym o x cm. od dowolnie obranego punktu początkowego, w chwili t, jest

$$D=D_0 \sin\frac{2\pi}{T}\left(t-\frac{x}{v}\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (4),$$

gdzie T, okres drgań, jest związany z długością fali λ przez

$$\lambda=vT \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (5).$$

Polaryzacji drgającej odpowiadać będzie drgające natężenie elektryczne $Y=\frac{4\pi D}{K}$, t. j.

$$Y=\frac{4\pi D_0}{K}\sin\frac{2\pi}{T}\left(t-\frac{x}{v}\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (6).$$

Kierunek Y jest zgodny z kierunkiem D.

Dalej, ponieważ rurki, lub ich części, którym odpowiada polaryzacja poprzeczna D, poruszają się prostopadle do swych osi z prędkością v, wytworzą one natężenie magnetyczne

$$H = 4\pi D v \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (7),$$

t. j. dzięki temu, że $v = 1/\sqrt{(\mu K)}$:

$$H = \frac{4\pi D_0}{\sqrt{(\mu K)}} \sin \frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{x}{v}\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (8).$$

Kierunek H jest prostopadły do tych rurek oraz do kierunku ich ruchu, leży więc w czole fali i jest prostopadły do płaszczyzny rysunku 8A, która zawiera w sobie kierunek polaryzacji, a więc też natężenia elektrycznego*.

Widzimy tedy, że istnieją przynajmniej trzy ważne wielkości [wektory], drgające poprzecznie w czole fali, z których dwie, polaryzacja i natężenie elektryczne, posiadają ten sam kierunek, trzecia zaś, natężenie magnetyczne, posiada kierunek do tamtych prostopadły.

Energja zakłóceń świetlnych składa się z dwuch części: (1) energji elektrycznej, odpowiadającej odkształceniu rurek, i (2) energji magnetycznej, zawdzięczanej ich ruchowi. Wielkość pierwszej wyraża się przez

$$\frac{2\pi D^2}{K} \text{ (patrz str. 11.)},$$

wyrazem zaś drugiej jest

$$\frac{\mu H^2}{8\pi} = 2\pi\mu . D^2 v^2, \text{ według (7)},$$

czyli $\dfrac{2\pi D^2}{K}$, albowiem $v = \dfrac{1}{\sqrt{(\mu K)}}$.

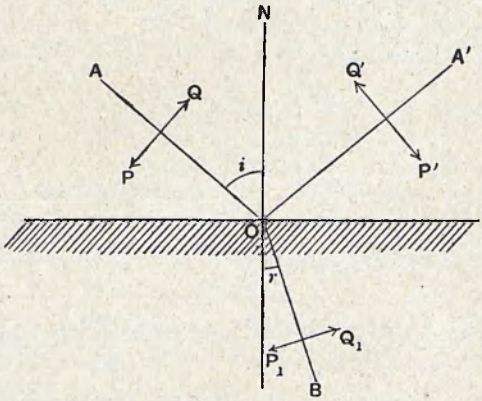
Energja fali świetlnej składa się tedy wszędzie w jednakowych ilościach z energji elektrycznej i magnetycznej; obie te postacie energji propagują się razem, a wyznaczywszy rozmieszczenie jednej, wyznaczamy tym samym i rozmieszczenie drugiej.

Aby określić kierunki drgających wektorów względem płaszczyzny polaryzacji, obliczmy natężenie promieni odbitych i za-

* Autor ma tu, oczywiście, na myśli ośrodek izotropowy, nie krystaliczny. W kryształach polaryzacja i natężenie elektryczne wogóle nie zlewają się ze sobą co do kierunku. Przyp. tłum.

łamanych dla światła padającego spolaryzowanego prostolinijnie (t. j. drgań odbywających się po linjach prostych w czole fali). Stosunkowe natężenie tych promieni jest różne, zależnie od tego, czy płaszczyzna polaryzacji zlewa się z płaszczyzną padania, czy też jest do niej prostopadła, a porównywając odpowiednie wzory teoretyczne z doświadczeniem, otrzymamy rozwiązanie zajmującego nas zagadnienia.

Niechaj powierzchnia odbijająca będzie prostopadła do płaszczyzny rysunku 9., i niech polaryzacja elektryczna w promieniu padającym OA leży w płaszczyźnie padania, tak iż kierunek jej



Rys. 9.

będzie PQ. Niechaj dalej OA′, OB wyobrażają promień odbity, względnie załamany; i, r niechaj oznaczają kąty padania i załamania, P′Q′, P_1Q_1 kierunki polaryzacji elektrycznej w promieniach odbitym i załamanym, wreszcie D_1, D_1', D_2 amplitudy drgającej polaryzacji elektrycznej w promieniach padającym, odbitym i załamanym, zaś K_1, K_2 stałe dielektryczne pierwszego i drugiego ośrodka.

U powierzchni granicznej spełnione być muszą warunki następujące:*

(1) Składowe normalne do tej powierzchni mają być jednakowe po obu jej stronach co do wielkości i kierunku;

* Patrz np. J. J. Thomsona Electricity and Magnetism, wyd. 3., § 74.

(2) składowa styczna natężenia elektrycznego ma być ta sama po obu stronach powierzchni granicznej.

Ponieważ natężenia elektryczne w promieniach padającym, odbitym i załamanym są odpowiednio

$$\frac{4\pi D_1}{K_1}, \quad \frac{4\pi D_1'}{K_1} \text{ i } \frac{4\pi D_2}{K_2},$$

przeto warunki (1), (2) dają równania:

$$(D_1 + D_1')\sin i = D_2 \sin r \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (9),$$

$$\frac{4\pi}{K_1}\cos i(D_1 - D_1') = \frac{4\pi}{K_2} D_2 \cos r \quad \ldots\ldots\ldots (10).$$

Rozwiązując je i pamiętając, że

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n = \sqrt{\left(\frac{K_2}{K_1}\right)},$$

znajdujemy:

$$D_1 : D_1' : D_2 = 1 : \frac{\operatorname{tg}(i-r)}{\operatorname{tg}(i+r)} : \frac{2\sin^2 i . \cos i}{\sin r . \sin(i+r) . \cos(i-r)}.$$

Otóż natężenia świetlne tych trzech promieni pozostają do siebie w stosunku*

$$\frac{2\pi D_1^2 V_1}{K_1}\cos i : \frac{2\pi D_1'^2 V_1}{K_1}\cos i : \frac{2\pi D_2^2 V_2}{K_2}\cos r,$$

gdzie V_1, V_2 są prędkościami światła w pierwszym, względnie drugim ośrodku, tak iż $n = V_1/V_2$. Według ostatnio napisanych wzorów stosunek natężenia świetlnego promienia padającego do odbitego i załamanego jest tedy:

$$1 : \frac{\operatorname{tg}^2(i-r)}{\operatorname{tg}^2(i+r)} : \frac{\sin 2i . \sin 2r}{\sin^2(i+r) . \cos^2(i-r)}.$$

Otóż doświadczenie uczy, że te właśnie stosunki zachodzą istotnie między natężeniami świetlnemi trzech promieni, jeżeli płaszczyzna polaryzacji jest prostopadła do płaszczyzny padania; w rozważanym zaś przypadku naszym polaryzacja elektryczna leży w płaszczyźnie padania; możemy przeto wywnioskować stąd (a badanie ścisłe potwierdziłoby ten wniosek), że polaryzacja elektryczna dla światła prostolinijnie spolaryzowanego jest prosto-

* Patrz Prestona Theory of Light, wyd. 2., § 68.

padła do płaszczyzny polaryzacji, że więc zlewa się co do kierunku z „drganiem“ w teorji światła Fresnela. Ponieważ zaś natężenie magnetyczne [zawarte w czole fali] jest do polaryzacji elektrycznej prostopadłe, leży ono w płaszczyźnie polaryzacji, jest więc identyczne co do kierunku z drganiem MacCullagha [i Neumanna]. Długi więc spór między temi wybitnemi fizykami i ich zwolennikami zakończył się, podobnie jak większość szerokich dysput naukowych, tym, że obie strony miały słuszność. „Drganie świetlne“ jest zarówno równoległe, jak prostopadłe do płaszczyzny polaryzacji, gdyż przy przenoszeniu się zakłócenia świetlnego w grę wchodzi więcej, niż jedna drgająca wielkość kierunkowa [a mianowicie, w ciałach izotropowych, dwie: polaryzacja elektryczna i natężenie magnetyczne, wzajemnie do siebie prostopadłe].

Optyczne własności przewodników.

7. Zawarte w (9) i (10) warunki, którym musi stać się zadość u powierzchni granicznej dwuch ośrodków, stają się szczególnie interesującemi, gdy jeden z ośrodków jest izolatorem, drugi zaś przewodnikiem. W przewodniku [doskonałym] natężenie elektryczne istnieć nie może, t. j. $D_2 = 0$, tak iż według (10)

$$D_1 = D_1',$$

a więc też natężenie świetlne promienia odbitego równa się natężeniu promienia padającego; innemi słowy, przewodnik działa jak reflektor doskonały.

Wniosek ten zgadza się z doświadczeniem o tyle, że najlepsze przewodniki elektryczności (metale) najlepiej też odbijają światło; rozmaite jednak metale mają różne zdolności odbijania, a żaden z nich nie jest reflektorem doskonałym. W samej rzeczy, gdybyśmy sprawę tę rozważyli głębiej, powinnibyśmy różnic takich oczekiwać. Jeżeli przewodnik poddajemy natężeniu elektrycznemu, płynie w nim prąd w kierunku takim, iż neutralizuje wprawdzie to natężenie, lecz neutralizacja nie następuje natychmiast, chyba że przewodnictwo jest nieskończenie wielkie [t. j. przewodnik jest idealny, czyli doskonały]. Jeżeli więc fala świetlna pada na przewodnik, powstają w nim pewne drgania natężenia elektrycznego, tak iż pewna część energji, zamiast odbić się, przenika do wnętrza przewodnika. Fala załamana atoli zdoła przebyć bardzo krótką zaledwie odległość, a natężenie elektryczne zostanie już zobojętnione przez prądy w przewodniku,

i energja tej fali zamieni się na ciepło, czyli zostanie pochłonięta.

Można obliczyć związek, jaki według powyższej teorji zachodzić powinien między zdolnością przewodzenia metalu a jego własnościami optycznemi. Rachunku tego nie podamy tu, gdyż wypadnie nam przedmiot ten rozważyć szczegółowiej w innym rozdziale. Dość będzie podać sam wynik: jeżeli σ jest zdolnością przewodzenia, T okresem drgań świetlnych, n spółczynnikiem załamania metalu, α zaś jego spółczynnikiem pochłaniania, między temi czterema wielkościami zachodzić powinien, według teorji Maxwella, związek

$$n^2\alpha = \sigma T \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (11).$$

W tabeli II. mamy zestawienie wartości obu stron tego równania, znalezionych doświadczalnie dla szeregu metali. Wielkości n i α dały się zmierzyć bezpośrednio na nader cienkich blaszkach metalowych, jako też pośrednio, z dostrzeżeń nad polaryzacją eliptyczną światła odbitego od metali.

TABELA II.

	$n^2\alpha$	σT
Srebro	0·66	3·6
Złoto	1·04	2·4
Platyna	8·8	5·25
Miedź	1·68	3·5
Żelazo	8·2	4·4
Sód	0·013	1·5
Rtęć	8·6	6·0

Pomiary dotyczą światła żółtego, dla którego $T = 2 \times 10^{-15}$ sek. Pamiętać należy, że σ jest tu wzięta w jednostkach elektrostatycznych; zaznaczam, że jednostka elektrostatyczna oporu wynosi 9×10^{11} ohmów.

Widzimy, że zgodność i różnice między wartościami dostrzeżonemi a obliczonemi, t. j. między liczbami drugiej i trzeciej kolumny, są tu podobne do tych, które zauważyliśmy przy rozważaniu spółczynnika załamania ciał przezroczystych (tab. I.): zachodzi tu zgodność ogólnikowa, nie zaś tożsamość liczebna. Lecz i ta nawet surowa zgodność znika, jeżeli zamiast metali weźmiemy inne przewodniki, a zwłaszcza rozczyny elektrolityczne. Zdol-

ność przewodzenia wodnego rozczynu kwasu siarkowego jest znacznie bliższa przewodnictwu srebra, niż najlepiej izolujących cieczy, lecz, kiedy srebro odbija niemal doskonale, zdolność odbijania takiego rozczynu jest niewiększa, niż wielu cieczy izolujących.

Konieczność rozszerzenia teorji.

8. Nie brak też innych zjawisk optycznych, które na mocy powyższej, zbyt prostej teorji elektromagnetycznej światła wytłumaczyć się zgoła nie dają. Z tych najbardziej uderzającym jest może „zjawisko Faradaya“, t. j. skręcenie płaszczyzny polaryzacyjnej światła przechodzącego przez ośrodek materjalny, w którym panuje pole magnetyczne. Maxwell zajął się nim szczegółowo, lecz nie zdołał zharmonizować go całkowicie ze swą hipotezą. Niewątpliwie żałować należy, że Faraday, poszukując doświadczenia, któreby potwierdzało ulubione jego przekonanie co do ścisłego związku światła z elektrycznością, musiał natknąć się na jedno z owych niewielu zjawisk, na które skojarzony z jego nazwiskiem pogląd na istotę działań elektrycznych żadnego nie mógł rzucić światła. Lecz przy uwzględnieniu całego szeregu jej niepowodzeń słuszność zasadnicza teorji elektromagnetycznej staje się tylko jeszcze pewniejszą. Dopóki chodzi o zachowywanie się światła w próżni, zgodność teorji z doświadczeniem jest zupełna; trudności powstają dopiero wówczas, kiedy bierzemy pod uwagę ośrodki materjalne [ważkie].

Podobnie jak wszystkie prawdziwie pożyteczne teorje naukowe, maxwellowska teorja światła więcej nam zagadnień przysporzyła, niż rozwiązała. Pouczyła nas co do natury fizycznej drgań świetlnych, lecz nasunęła obszerne pytanie co do stosunku między elektrycznością a materją. Zamiast zadowolić się przedstawieniem własności owych nadzwyczaj zawiłych układów, które nazywamy ciałami materjalnemi, przez wprowadzenie do równań naszych pewnych trzech stałych [K, μ, σ] zapytujemy, jakie to procesy stwarzają konieczność tych stałych. Z pytania tego wynikły tematy wszystkich dociekań, które zajmować nas będą w pozostałej części książki. Logicznie i historycznie rozwój „teorji elektronowej“ opiera się na odstępstwie wartości K od n^2; pomocnemi były mu atoli badania zupełnie innego rodzaju, które zrazu nie miały z tym zagadnieniem żadnego związku. Obecnie wprawdzie drogi tych badań zbiegły się ze sobą, lecz pomimo to, o ile będzie można, oddzielimy je. W części następnej

naszkicujemy dociekania optyczne i pokrewne; później zaś zwrócimy się do badań nad elektrycznemi własnościami gazów, wreszcie rozważymy wyniki, czekające jeszcze uzupełnienia, a otrzymane przez połączenie dowodów, zaczerpniętych ze wszystkich źródeł.

Bibljografja do rozdziału II.

Ponieważ jedyny przedmiot tego rozdziału stanowi pierwotna teorja elektromagnetyczna światła, której rozwinięcia za pomocą wyższych metod analitycznych podane są w każdym nowoczesnym podręczniku optyki, przeto wskazówki szczegółowe byłyby tu zbyteczne.

CZĘŚĆ II.

TEORJA ELEKTRONOWA. METODY DEDUKCYJNE.

ROZDZIAŁ III.

STAŁA DIELEKTRYCZNA I SPÓŁCZYNNIK ZAŁAMANIA.

Indukcja elektryczna.

1. Jeżeli do ciała naładowanego A zbliżymy pręt o stałej dielektrycznej, różnej od stałej ośrodka otaczającego, otrzymamy znane zjawiska indukcji elektrycznej. Koniec pręta bliższy ciała A naelektryzuje się ładunkiem przeciwnego, koniec dalszy — ładunkiem tegoż znaku, co A. Gdyby pręt był przewodnikiem, moglibyśmy naładować go trwale „przez indukcję“: gdybyśmy, mianowicie, przecięli go w dowolnym punkcie między jego końcami i oddalili od A, oddzielone od siebie części pręta zachowałyby ładunki rozmieszczone na nich pod wpływem ciała naładowanego A. Jeżeli jednak pręt jest izolatorem, części jego, otrzymane przez dowolny przekrój, nie będą posiadały żadnych ładunków.

Dawniejsze teorje, jak np. teorje „płynów“ elektrycznych, dawały oczywiste wyjaśnienie tych zjawisk. Zakładano, że pręt w stanie obojętnym zawiera jednakowe ilości elektryczności o znakach przeciwnych, które normalnie równoważą się całkowicie. Skoro jednak ciało to zbliżymy do ciała naładowanego, zawarta w nim elektryczność przyciąga płyn znaku przeciwnego i odpycha płyn jednoimienny, oddzielając tym sposobem jeden od drugiego. Teorje tego rodzaju nie zdawały jednak sprawy z różnicy w budowie fizycznej, zachodzącej między ciałami przewodzącemi a izolatorami. Według znanej powszechnie hipotezy Mossottiego ciała o stałej dielektrycznej, większej niż dla próżni, składać się miały z cząsteczek (molekuł) przewodzących zanurzonych w ośrod-

ku doskonale izolującym; lecz przypuszczenie takie podkreślało raczej, niż usuwało różnicę między przewodnikiem a izolatorem; poza tym zaś nie nadawało się zgoła do rozwiązania najważniejszego dla nas zagadnienia, t. j. nie tłumaczyło dostrzeżonego związku między stałą dielektryczną a spółczynnikiem załamania.

Hipoteza Lorentza. Elektrony.

2. Hipotezę, za pomocą której udało się wyjaśnić ten związek zupełnie, postawił — a przynajmniej zastosował — po raz pierwszy wielki fizyk holenderski H. A. Lorentz w pracy ogłoszonej r. 1878. Przypuścił on, że elektryczność jednego i drugiego znaku, czy to w ciele naładowanym, czy też obojętnym, nie jest rozmieszczona w sposób ciągły, jak zakładano w teorji płynów, lecz w postaci oddzielnych cząstek, w wielkiej liczbie rozsianych w ciele; dalej, założył on, że ładunki wszystkich tych cząstek, jednego czy drugiego znaku, są jednakowe co do wielkości. Ciało jest naładowane lub nie, zależnie od tego, czy zawiera nierówne czy też równe liczby cząstek o znakach przeciwnych.

Ładunek każdej z nich jest atomem elektryczności; skoro bowiem cząstki te mają być fizycznie niepodzielne, ułamek tego ładunku w żadnych zjawiskach w grę wchodzić nie może. Pojęcie takiego atomu elektryczności nie było w fizyce nowe; korzystało z niego wielu dawniejszych autorów, włącznie z Maxwellem. Wspomnieliśmy w rozdz. I., że teorja Faradaya naprowadza poniekąd na taki atom jako ładunek na końcu każdej rurki; prawdziwego jednak poparcia doznała ta hipoteza od dostrzeżeń poczynionych przez tegoż wielkiego fizyka nad przewodnictwem elektrolitycznym.

Proporcjonalność ilości elektryczności, która przepłynęła przez elektrolit, do masy dowolnego pierwiastka chemicznego wyzwolonej na elektrodzie dodatniej lub ujemnej, nasuwała myśl, że wszystkie atomy tego samego pierwiastka dźwigają jednakowe ładunki; po zbadaniu zaś mas różnych pierwiastków, wydzielonych przez tę samą ilość elektryczności, okazało się, że ładunki związane z atomami różnych pierwiastków pozostają do siebie w bardzo prostych stosunkach, a mianowicie, równają się ładunkowi atomu wodoru albo też małej jego wielokrotności. Ten ładunek, unoszony przez atom wodoru, jako jon elektrolityczny, jest najmniejszym, mogącym brać udział w przewodzeniu elektrolitycznym: jest to elektrolityczny atom elektryczności. Wielkość tego ładunku dała się ocenić na kilku różnych drogach, któremi wypadnie nam zająć się później. Wartość najpraw-

dopodobniejsza jest $3{\cdot}4 \times 10^{-10}$ jednostek elektrostatycznych C G S; oznaczać ją będziemy przez ε.

W swej pierwszej rozprawie Lorentz nie mówi wyraźnie, że ładunek każdej ze swych cząstek hipotetycznych uważa za identyczny z atomem elektrolitycznym elektryczności; nie czyni nawet właściwie żadnego założenia co do wielkości tego ładunku, gdyż teorja jego nie miała służyć bezpośrednio do rachunków liczebnych. Lecz skoro tylko pytanie to powstało, odpowiedź na nie była oczywista: ładunek każdej cząstki ma wielkość ε. Johnstone Stoney zaproponował dla oznaczenia „atomu elektryczności" nazwę e l e k t r o n, a gdy uznano doniosłość teorji Lorentza, przeniesiono tę nazwę na jego cząstki naładowane, dźwigające po „atomie elektryczności". W jednym z dalszych rozdziałów wypadnie nam do terminu e l e k t r o n dodać jeszcze pewien przymiotnik, tymczasem jednak posługiwać się nim będziemy do oznaczenia jakiejkolwiek z hipotetycznych cząstek naładowanych Lorentza.

Odróżnienie przewodnika od izolatora.

3. Według jego teorji każde ciało obojętne zawiera jednakowe liczby elektronów różnoimiennych, naładowane zaś zawiera nadmiar elektronów jednego lub drugiego znaku. Siły wywierane na elektrony w ciele obojętnym (neutralnym), dzięki wzajemnemu ich przyciąganiu i odpychaniu, zależą od wielu czynników, których nie możemy obecnie wziąć w rachubę. Rozważymy tylko dwa proste przypadki: (1) kiedy działania wzajemne zobojętniają się i elektrony mogą poruszać się swobodnie oraz (2) kiedy każdy elektron jest związany z innym, o znaku przeciwnym, przez siłę wprost proporcjonalną do wzajemnej ich odległości [a więc też proporcjonalną do odchylenia elektronu od normalnego położenia równowagi].

Jeżeli w pierwszym przypadku umieścimy ciało w polu elektrycznym, elektrony różnoimienne przesuwać się będą ku przeciwległym końcom ciała, dopóki liczba łączących je rurek Faradaya nie stanie się równą, w każdym miejscu, liczbie przeciwnych („niepodobnych") rurek pola zewnętrznego. Natężenie elektryczne pola będzie wówczas w całym wnętrzu ciała zobojętnione, i wszelkie dalsze działania ustaną. Przekrawając wówczas ciało wzdłuż dowolnego przekroju poprzecznego i oddzielając jego części, znajdziemy na każdej z nich pewien ładunek. C i a ł o t a k i e, w k t ó r y m e l e k t r o n y m o g ą s i ę s w o b o d n i e p o-

ruszać, zachowuje się pod względem elektrostatycznym, jak przewodnik.

W przypadku drugim rozdziałowi elektronów opierać się będą siły, czynne w każdej parze elektronów różnoimiennych, tak iż ruch ich ustanie nie wówczas dopiero, kiedy natężenie elektryczne w ciele zaniknie do zera, lecz z tą już chwilą, kiedy siła wywierana na każdy elektron przez pole zewnętrzne stanie się równą i wprost przeciwną sile przyciągania sąsiednich elektronów; ciało więc takie zachowywać się będzie, jak dielektryk o stałej większej od jedności. Na pierwszy rzut oka zdawałoby się, że, ponieważ elektrony o znakach przeciwnych znajdują się w skończonej od siebie odległości, powinnoby być możliwe podzielenie ciała, przez odpowiednio dobrany przekrój, na dwie części o ładunkach przeciwnych. Pamiętajmy atoli, że zdolność nasza dzielenia mechanicznego posiada granice: nie możemy podzielić cząsteczki (molekuły). Jeżeli para elektronów różnoimiennych jest zawarta w tej samej cząsteczce, a pole zewnętrzne nie zdołało ich z niej wyciągnąć, żaden proces dzielenia mechanicznego nie może ich rozłączyć; gdziekolwiek przekroimy ciało, części jego pozostaną neutralne. Musimy tedy wyobrazić sobie, że w dielektryku* elektrony są zawarte w cząsteczkach i nie mogą być z nich wyrwane przez zewnętrzne pole elektryczne.

Obliczenie stałej dielektrycznej.

4. Prosty rachunek da nam związek zachodzący między stałą dielektryczną a warunkami, w jakich elektrony uwięzione są w ośrodku.

Pomyślmy sobie płytę dielektryczną umieszczoną w polu jednostajnym, w którym polaryzacja elektryczna F jest zwrócona od lewej ku prawej ręce, prostopadle do powierzchni płyty. Niechaj X będzie natężeniem elektrycznym w płycie z nastąpieniem stanu równowagi; dzięki działaniu pola zewnętrznego elektrony o znakach przeciwnych przesuną się względem siebie w kierunku pola zewnętrznego. Niechaj siła przyciągania między elektronami stanowiącemi parę, a znajdującemi się w odległości wzajemnej x, będzie $f.x$. Względne przesunięcie elektronów rosnąć będzie dopóty, dopóki ta siła restytucyjna nie

* Oczywista, że ostry podział ciał na przewodniki i izolatory jest zupełnie dowolny; znamy bowiem ciała o wszelkiej zdolności przewodzenia, od srebra do siarki. Podział taki jest atoli ważny dla elektrostatyki. W następnym rozdziale zajmiemy się bliżej istotą przewodnictwa.

zrównoważy siły wywieranej na elektrony przez natężenie elektryczne panujące w płycie, t. j. dopóki nie stanie się

$$\varepsilon X = f.x \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (1).$$

Niechaj na jednostkę objętości płyty przypada N elektronów jednego i tyleż drugiego znaku; liczbę tę nazwiemy koncentracją elektronów. Niech A będzie polem każdej ze ścian płyty. W nieobecności pola zewnętrznego elektrony różnoimienne były rozmieszczone jednostajnie w całej płycie; dzięki jego działaniu elektrony ujemne przesunęły się względem dodatnich ku lewej stronie o x jednostek długości. Wskutek tego lewa strona płyty pokryje się warstwą o grubości x, zawierającą elektrony tylko ujemne, prawa zaś — podobną warstwą dodatnią. Ładunki tych warstw będą $-Ax.N.\varepsilon$, względnie $+Ax.N.\varepsilon$, a więc gęstości ich powierzchniowe $\mp Nx\varepsilon$.

Natężenie elektryczne panujące w płycie składa się z dwuch części: (1) tej, która pochodzi od zewnętrznych rurek Faradaya, i (2) spowodowanej przez powyższe ładunki indukowane. Co do ośrodka otaczającego elektrony, przypisujemy mu, oczywiście, stałą dielektryczną 1; albowiem ze zboczeń od tej właśnie wartości mamy zdać sprawę za pomocą elektronów rozsianych w ciałach materjalnych.* Ponieważ polaryzacja elektryczna zewnętrzna jest F, część (1) natężenia elektrycznego będzie miała wartość $4\pi F$ i kierunek zwrócony od lewej strony ku prawej. Dalej, według znanego dobrze twierdzenia elektrostatyki, natężenie elektryczne w przestrzeni zawartej między dwiema płaszczyznami równoległemi, pokrytemi elektrycznością o gęstościach powierzchniowych $+\sigma$ i $-\sigma$, równa się $4\pi\sigma$; część (2) naszego natężenia elektrycznego będzie tedy miała wielkość $4\pi Nx\varepsilon$ i kierunek zwrócony od prawej ręki ku lewej. Całe przeto natężenie elektryczne w płycie

będzie $$X = 4\pi F - 4\pi Nx\varepsilon = 4\pi F - 4\pi N\varepsilon \cdot \frac{\varepsilon X}{f} \quad \ldots\ldots\ldots (2),$$

a więc $$4\pi F = X\left(1 + \frac{4\pi N\varepsilon^2}{f}\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (3).$$

Lecz stała dielektryczna K dowolnego ciała jest określona w ten sposób, że natężenie elektryczne w tym ciele, odpowiada-

* Według wyraźnego zresztą założenia Lorentza ciała ważkie same przez się nie wpływają zgoła na zjawiska elektryczne, lecz o tyle tylko, o ile zawierają elektrony. Przyp. tłum.

jące polaryzacji D, wyraża się przez $\frac{4\pi D}{K}$. Według (3) mamy tedy dla stałej dielektrycznej naszej płyty zawierającej elektrony:

$$K = 1 + \frac{4\pi N\varepsilon^2}{f} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (4).$$

Wyraziliśmy więc stałą dielektryczną ośrodka przez liczbę oraz własności [ε, f] rozsianych w nim elektronów. Ponieważ dotychczas nic jeszcze nie wiemy z innych źródeł o tych elektronach, nie możemy wyniku tego sprawdzić bezpośrednio. Daje się atoli przeprowadzić próba na drodze pośredniej. Jeżeli dielektryk jest gazem, którego cząsteczki tak są od siebie odległe, że nie wywierają na się żadnych działań dostrzegalnych, chyba przy zderzeniu, natenczas jedyną wielkością zmieniającą się wraz z gęstością tego ciała jest N. Liczba N będzie poprostu proporcjonalna do gęstości gazu; przyrost bowiem liczby cząsteczek, na jednostkę objętości, jest proporcjonalny do przyrostu gęstości gazu. Wielkości ε i f od gęstości gazu (d) nie zależą, tak iż zamiast (4) możemy napisać $K = 1 + \alpha d$,

czyli $$\frac{K-1}{d} = \alpha \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (5),$$

gdzie α oznaczać ma wielkość s t a ł ą.

Istotnie, doświadczenia Boltzmanna dowiodły, że związek ten zachodzi dla gazów z wielką dokładnością.

Wzoru (5) nie można, oczywiście, stosować do ciał tak gęstych, iż cząsteczki ich są dość blizkie siebie, aby wywierać mogły na się siły dostrzegalne. Zważmy bowiem, że siła $f.x$, wstrzymująca elektron, składa się z dwuch części:

(1) spowodowanej przez działanie elektronu lub elektronów zawartych w tej samej cząsteczce (molekule), którą oznaczymy przez $f'.x$;

(2) spowodowanej przez działanie elektronów zawartych w innych cząsteczkach. Jeżeli co do rozmieszczenia cząsteczek oraz elektronów w każdej z nich uczynimy możliwie najprostsze założenia, część ta wyniesie $-\frac{4\pi}{3}N\varepsilon x$. Ponieważ liczba N jest proporcjonalna do gęstości d, część (2) zależeć będzie od gęstości, gdy tymczasem część (1) była od niej niezależna.

Ponieważ $$fx = f'x - \frac{4\pi}{3}N\varepsilon x \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (6),$$

przeto według (4):

$$K=(f'+\frac{8\pi}{3}N\varepsilon^2):(f'-\frac{4\pi}{3}N\varepsilon^2) \quad \ldots\ldots\ldots (7),$$

a więc

$$\frac{K-1}{K+2}=\frac{4\pi N\varepsilon^2}{3f'}=\beta d \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (8),$$

gdzie β jest stałą, albowiem N jest proporcjonalne do d, zaś f', ε są stałe.

Z tabeli III. widzimy, jak dalece związek ten zgadza się z wynikami doświadczalnemi, otrzymanemi dla zmian stałej dielektrycznej odpowiadających zmianom gęstości (wywołanym przez zmiany temperatury).

TABELA III.

	d	K (dostrzeżone)	K (obliczone)
Woda			
	0·9971	75·7	
	0·9954	73·7	72·6
	0·9988	78·7	79·2
	0·9997	80·2	81·2
	1·0000	82·3	81·8
Benzol			
	0·883	2·336	
	0·841	2·243	2·246
Alkohol			
	0·8009	25·7	
	0·8129	27·5	29·6

Zaznaczyć tu należy, że wzory (5) i (8) można też wyprowadzić z innych hipotez, dotyczących istoty fizycznej stałej K, np. z hipotezy Mossotiego. Dotychczas więc nie znamy nic jeszcze, co przemawiałoby raczej za teorją Lorentza, niż za jakąkolwiek inną; lecz skoro tylko zwrócimy uwagę naszą na spółczynnik załamania, wyższość hipotezy elektronowej stanie się widoczna.

Obliczenie spółczynnika załamania.

5. Gdy fala świetlna pada na izolator i zmieniające się w niej perjodycznie natężenie elektryczne działa na zawarte w izolatorze elektrony, zostają one wprawione w ruch. Własności tego ruchu będą określone przez dwa czynniki: przez siłę fx działającą na elektrony i przez ich bezwładność, czyli masę. Dotychczas nie braliśmy wcale w rachubę masy elektronów, ani nawet nie wspominaliśmy o niej; odtąd jednak założymy, że elektrony posiadają pewne masy, ale

nie przesądzamy tymczasem, czy masy wszystkich elektronów są jednakowe, czy też różne.

Obliczenie spółczynnika załamania oparte na tym założeniu wymaga jedynie zastosowania znanych powszechnie wyników dynamiki drgań. Podamy je tu bez dowodu; czytelnicy zaś, którym nie są znane, znajdą znakomity wykład elementarny tego przedmiotu w książce Poyntinga i Thomsona S o u n d (Dźwięk).

Jeżeli cząstkę o masie m, podlegającą sile przyciągającej μx zwróconej ku środkowi (O), t. j. zmieniającej się proporcjonalnie do odległości x cząstki od O, wyprowadzimy z położenia równowagi [t. j. z punktu O], odbywać ona będzie proste drgania harmoniczne o okresie p danym przez

$$p = 2\pi \sqrt{\left(\frac{m}{\mu}\right)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (9);$$

p nazywa się n a t u r a l n y m, lub s w o b o d n y m okresem drgania cząstki. Jeżeli jednak, zamiast wyprowadzić cząstkę z równowagi, a następnie pozostawić ją własnym losom, działać na nią będziemy ustawicznie siłą perjodyczną o okresie T, natenczas będzie ona odbywała d r g a n i a w y m u s z o n e, t. j. nie o własnym, s w o b o d n y m, lecz o okresie T siły zewnętrznej. Można dowieść, że, jeżeli siła ta, P, zmienia się harmonicznie, tak iż można ją wyrazić przez

$$P = P_0 . \sin \frac{2\pi}{T}(t+\alpha) ,$$

odchylenia cząstki, wprawionej w drgania wymuszone, wyrażą się przez *

$$x = \frac{P_0 . \sin \frac{2\pi}{T}(t+\alpha)}{4\pi^2 m \left(\frac{1}{p^2} - \frac{1}{T^2}\right)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (10).$$

Otóż elektrony zawarte w cząsteczce izolatora posiadają pewne masy, m, i podlegają sile $f.x$, t. j. sile zmieniającej się w powyższy właśnie sposób; mamy tedy okres drgań swobodnych

$$p = 2\pi \sqrt{\left(\frac{m}{f}\right)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (11).$$

* Wyraz dany w S o u n d (Dźwięk) Poyntinga i Thomsona, rozdz. IV., jest błędny co do znaku.

Jeżeli na elektrony takie padnie fala świetlna o okresie T, będą one podlegały sile perjodycznej εX, t. j.

$$\varepsilon X_0 \sin \frac{2\pi}{T}(t+\beta) ,$$

gdzie X jest natężeniem elektrycznym, odpowiadającym tej fali, w danym punkcie ośrodka zawierającego elektrony. Siła ta wprawi je w drgania wymuszone o okresie T, takie, iż odchylenie ich x w dowolnej chwili t będzie dane przez

$$x = \frac{\varepsilon X_0 \sin \frac{2\pi}{T}(t+\beta)}{4\pi^2 m\left(\frac{1}{p^2} - \frac{1}{T^2}\right)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (12).$$

W ostatnim paragrafie widzieliśmy, że, jeżeli elektrony doznały odchylenia x w ciele wystawionym na działanie zewnętrznego pola o polaryzacji elektrycznej F, natenczas natężenie elektryczne X wewnątrz tego ciała wyraża się przez:

$$X = 4\pi F - 4\pi N\varepsilon x \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (13).$$

Jeżeli więc polaryzacja D w fali świetlnej padającej jest

$$D = D_0 \sin \frac{2\pi}{T}(t+\beta) ,$$

będziemy mieli:

$$X_0 \sin \frac{2\pi}{T}(t+\beta) = 4\pi D_0 \sin \frac{2\pi}{T}(t+\beta) - \frac{4\pi N\varepsilon^2 X_0}{4\pi^2 m\left(\frac{1}{p^2} - \frac{1}{T^2}\right)} \sin \frac{2\pi}{T}(t+\beta) \ldots (14),$$

a więc

$$4\pi D_0 = X_0 \left\{ 1 + \frac{N\varepsilon^2 p^2}{\pi m\left(1 - \frac{p^2}{T^2}\right)} \right\}.$$

Lecz polaryzacja i natężenie elektryczne w fali świetlnej są związane ze sobą przez równanie

$$X_0 = \frac{4\pi D_0}{K}$$

[mamy bowiem dla każdej chwili $X = 4\pi D/K$]. Według ostatniego równania otrzymamy przeto

$$K = 1 + \frac{N\varepsilon^2 p^2}{\pi m\left(1 - \frac{p^2}{T^2}\right)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (15).$$

Ponieważ zaś fala propaguje się z prędkością $1/\sqrt{(\mu K)}$, t. j., jeżeli $\mu = 1$, z prędkością $1/\sqrt{K}$, przeto spółczynnik załamania n rozważanego ośrodka będzie, jak widzieliśmy już, $n = \sqrt{K}$, tak iż według (15) otrzymamy ostatecznie

$$n^2 = 1 + \frac{N\varepsilon^2 p^2}{\pi m\left(1 - \frac{p^2}{T^2}\right)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (16).$$

Interpretacja fizyczna.

6. Aby powyższy rachunek uczynić zupełnie przekonywającym, dobrze będzie rozważyć te sprawy nieco głębiej może; czytelnik bowiem mógłby wątpić, czy wielkość wprowadzona powyżej jako stała dielektryczna jest istotnie identyczna z tą, której użyliśmy przy obliczeniu prędkości propagacji, i czy wartość μ, przyjęta za jedność, nie zmieniła się dzięki obecności elektronów. Wracając do str. 31. i n., gdzie wyprowadziliśmy tę prędkość, przekonamy się, że wszelkie tego rodzaju trudności znikają. Wprowadziliśmy, mianowicie, stałą dielektryczną przy ocenie napięcia rurek Faradaya, zależnego od natężenia elektrycznego pola: jeżeli zanalizujemy tamte wywody, przekonamy się, że stała ta miała zupełnie to samo znaczenie fizyczne, co obliczona przed chwilą wielkość K; jest ona określona przez związek:

$$\text{natężenie elektryczne} = \frac{4\pi}{K} \times \text{polaryzacja elektryczna}.$$

Przenikliwość zaś μ występuje w wyrazie masy rurek. Widzieliśmy już (str. 23.), że, gdy własności elektrostatyczne rurek Faradaya, włącznie z ich napięciem, mogą zmieniać się dzięki sąsiedztwu innych rurek należących do układów niezależnych, własności magnetyczne rurek, wyznaczone przez ich ruch, żadnej nie doznają zmiany z powodu obecności innych rurek nieporuszających się względem nich. Ładunki wzbudzone w dielektryku zmienią natężenie elektryczne, lecz nie wywrą żadnego zgoła wpływu na natężenie magnetyczne.

Widzimy tedy, że różnica między wartościami stałej dielektrycznej dla pól statecznych i dla szybko zmiennego pola fal świetlnych polega na wpływie okresów swobodnych drgania elek-

tronów. Kierunek natężenia elektrycznego zmienia się tak szybko, iż elektrony nie mogą zmianom tym nadążyć, t. j. nie osiągają tych położeń, któreby zajęły pod wpływem niezmiennego (statecznego) natężenia elektrycznego o tejże wielkości. Jeżeli weźmiemy okres padających drgań świetlnych bardzo długi w porównaniu z okresem swobodnym elektronów, wzór (16) zredukuje się do

$$K = 1 + \frac{N\varepsilon^2 p^2}{\pi m},$$

czyli, wobec $p = 2\pi\sqrt{\left(\frac{m}{f}\right)}$, do

$$K = 1 + \frac{4\pi N\varepsilon^2}{f} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (17).$$

Jak można było oczekiwać, wyraz K dla tak długich okresów drgania staje się identyczny z tym, który wyprowadziliśmy poprzednio dla pól statecznych.

Warto rozważyć w świetle naszej hipotezy mechanizm odbicia i załamania światła u powierzchni granicznej dwuch ośrodków. Drgania rurek, wzdłuż których przenosi się światło, wzbudzają drgania elektronów rozsianych w ośrodku, przez który te rurki przechodzą. Dzięki temu powstają zakłócenia w rurkach przyczepionych do tych elektronów, tak iż wzdłuż nich nowe przebiegają drgania świetlne. Część zakłócenia propagująca się w kierunku światła pierwotnego łączy się z tym światłem, dając wspólnie z nim promień załamany, część zaś wędrująca wstecz wynurza się z ośrodka jako promień odbity.

Rezonans. Pochłanianie selektywne.

7. Jeżeli okres T światła padającego staje się równym okresowi p drgań własnych elektronów, spółczynnik załamania n staje się, według (16), nieskończenie wielkim. Zjawienie się nieskończonej wielkości w równaniu fizycznym zdradza zawsze opuszczenie jakiegoś ważnego czynnika i służy za wskazówkę, że powinniśmy dane zagadnienie rozważyć nieco bliżej.

Jeżeli na jakikolwiek układ działa siła, której okres zlewa się z okresem jego drgań swobodnych, powstają drgania wymuszone o bardzo wielkiej amplitudzie. Rezonans — jak nazywa się właśnie występowanie wielkiej amplitudy — posiada szczególne znaczenie w teorji dźwięku i w budowie instrumentów muzycznych, lecz ilustruje go również dobrze wiele doświadczeń

z życia codziennego, a niema może lepszego przykładu, niż wahadło. Udzielając mu małych impulsów w tempie własnych drgań wahadła i w odpowiednio dobranych chwilach, możemy wprawić je w obszerne wahania. Lecz amplituda tych wahań rezonansowych nie stanie się nigdy nieskończoną [t. j. nie przekroczy nigdy pewnej skończonej wartości], dlatego że ruchom tym przeciwdziała tarcie, które rośnie wraz z prędkością wahadła: maximum amplitudy, które, przy danej wielkości impulsów, można osiągnąć, jest takie, że energja doprowadzana wahadłu przez impulsy w ciągu każdego wahnięcia równa się energji wydatkowanej w tymże czasie na pokonanie tarcia.

Otóż mamy powody do przypuszczenia (por. rozdz. VI.), że ruchowi elektronów opierają się siły przypominające siły tarcia, ile że wielkość ich rośnie z prędkością elektronu. Jeżeli więc okres światła padającego różni się znacznie od okresu drgań swobodnych elektronów, amplituda i największa prędkość ich ruchu są stosunkowo małe, tak iż tarcie to niewielkie posiada znaczenie; jeżeli jednak amplituda, dzięki rezonansowi, staje się znaczną, skutki tarcia należy wziąć w rachubę. Amplituda drgań nie będzie już odpowiadała rozważaniom, które doprowadziły nas do wzoru (10), lecz będzie rosła, dopóki energja doprowadzana elektronowi przez natężenie elektryczne panujące w falach świetlnych nie dorówna energji wydatkowanej na pokonanie tarcia. Elektrony zachowują się tak, jak gdyby założoną pierwotnie siłę restytucyjną usunięto, a poruszają się podobnie, jak elektrony w przewodniku (p. rozdz. VI.): będą szły za drganiami rurek i zobojętnią odpowiadające im natężenie elektryczne, podobnie jak elektrony w przewodniku neutralizują natężenie elektryczne w przypadku pola statecznego. Widzieliśmy zaś (str. 45.), że ciało, w którym natężenie elektryczne istnieć nie może, nie przepuszcza padającego na nie światła, lecz odbija je; dielektryk więc nasz zachowywać się będzie wobec światła o okresie równym okresowi drgań swobodnych zawartych w nim elektronów, jak doskonały niemal reflektor. Zdolność odbijania nie będzie zupełnie doskonała, albowiem dzięki tarciu elektrony nie mogą doskonale dotrzymać kroku drganiom rurek: mały ułamek światła padającego przeniknie do głębi ciała, lecz rychło zostanie w nim pochłonięty, a energja jego będzie zużytkowana na podtrzymanie drgań elektronów wbrew siłom tarcia.

Przykłady takiego pochłaniania selektywnego (wy-

borczego) światła widzialnego są dobrze znane: mamy je w każdym ciele przezroczystym barwnym. Rozczyn hipermanganatu potasu jest naogół dla światła widzialnego przezroczysty, lecz pochłania silnie światło zielone. Dla ciała bezbarwnego dziedzina pochłaniania leży poza widmem widzialnym: szkło i woda są przezroczyste dla wszelkich promieni widzialnych, pierwsze jednak pochłania silnie światło o bardzo małej długości fali (ultrafijoletowe), woda zaś pochłania silnie światło o bardzo wielkiej długości fali (ultraczerwone). Wnosimy stąd, że w hipermanganacie znajdują się elektrony o okresach swobodnych, identycznych z okresem światła zielonego, że szkło zawiera elektrony o okresach fal ultrafijoletowych, woda zaś — o ultraczerwonych. Badania więc nad pochłanianiem selektywnym danego ciała pouczają nas co do okresu drgań swobodnych zawartych w nim elektronów.

Wzór (16) dla spółczynnika załamania można stosować tylko do światła, dla którego rozważany ośrodek jest przezroczysty; staje się on natomiast nieścisłym dla światła leżącego w „pasie absorbcyjnym“ widma danego ciała. Czyniąc odpowiednie założenia co do sił tarcia opierających się drganiom elektronów, możnaby wyprowadzić wzór poprawiony, ważny dla światła o wszelkich długościach fali; to jednak nie na wieleby się przydało. Zobaczymy, że już powyższy wzór przedstawia jakościowo wszystkie zjawiska dyspersji (rozszczepienia); aby osiągnąć ścisłość ilościową, musielibyśmy znać dokładnie związek zachodzący między prędkością ruchu elektronu a opierającemi się mu siłami tarcia. Takiej zaś wiedzy nie posiadamy; istotnie, związek ten jest prawdopodobnie tak zawiły, że, gdybyśmy wprowadzili go do równań naszych, nie moglibyśmy już rozwiązać ich ściśle.

Wzór dyspersyjny Sellmeyera.

8. Hipoteza, według której dyspersja dla danego ciała, t. j. zależność jego spółczynnika załamania od okresu światła padającego, ma polegać na istnieniu w ciele naturalnych okresów drgania, nie jest wyłącznie właściwą teorji elektronowej Lorentza; wprowadził ją już dawniej Maxwell, a rozwinął Sellmeyer, który okazał, że związek między spółczynnikiem załamania a długością fali powinien wyrazić się przez wzór o postaci

$$n^2 = 1 + \frac{B\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_k^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (18),$$

gdzie B jest stałą, λ długością fali światła padającego, zaś λ_k długością fali, którąby odpowiadała (w próżni) okresowi naturalnemu danego ciała.

Rozszerzenie wzoru tego, skojarzone z nazwiskami Helmholtza i Kettelera, opiera się na uwzględnieniu możliwości kilku różnych okresów naturalnych (własnych, swobodnych):

$$n^2 = B_0 + \frac{B_1\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{B_2\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} + \frac{B_3\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_3^2} + \ldots\ldots \quad (19),$$

czyli krócej:

$$n^2 = B_0 + \Sigma \frac{B_k\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_k^2} \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (20),$$

gdzie suma Σ obejmować ma wszystkie okresy naturalne.

Nie byłoby to żadnym sprawdzeniem ścisłości powyższego wzoru, gdybyśmy wyznaczyli doświadczalnie wartości n dla różnych wartości λ w dziedzinie widma, w której ciało nie posiada żadnych linji absorbcyjnych; biorąc bowiem dostateczną liczbę stałych nieoznaczonych λ_1, λ_2 i t. d., możemy zawsze przypisać im takie wartości, przy których każdy rozsądnie pomyślany wzór zgodziłby się z wartościami dostrzeżonemi, w granicach błędów doświadczalnych. Jedyny sposób sprawdzenia wzoru (20) polega przedewszystkim na faktycznym wyznaczeniu wartości λ_1, λ_2 i t. d., t. j. długości fal odpowiadających okresom drgań swobodnych, właściwych danemu ciału; stałe B_k należy wówczas wyznaczyć ze spółczynników załamania dostrzeżonych dla kilku różnych długości fali.

W ten właśnie sposób wzór powyższy został sprawdzony przez Rubensa, który pracował w związku z Aschkinassem i Nicholsem. Dla wyznaczenia długości fali światła, odpowiadającej okresowi drgań swobodnych elektronów, skorzystał Rubens z odbicia metalicznego opisanego w końcu § 7. Jeżeli pęczek światła, zawierający promienie o wszelkiej długości fali, pada na ośrodek, który dla większości drgań jest przezroczysty, lecz pewne z nich pochłania, czyli posiada własność pochłaniania selektywnego, natenczas przepuści on wszystkie promienie (przy nieznacznym tylko ich odbiciu), z wyjątkiem tych wszakże, których okresy zgadzają się z okresami drgań swobodnych elektronów: te promienie będą odbite z bardzo nieznaczną stratą. Jeżeli pęczek poddamy wielokrotnym takim odbiciom od powierzchni ośrodka, otrzymamy ostatecznie pęczek zawierający wyłącznie niemal takie tylko drgania, względem których ośrodek objawia pochłanianie wy-

borcze. Pomiary długości fali tego właśnie pęczka promieni (*Reststrahlen*, jak nazwali je Rubens i Nichols) dają bezpośrednio długość fali (w powietrzu), odpowiadającą okresowi drgań swobodnych elektronów zawartych w ośrodku, t. j. dają nam wartości powyższych stałych λ_k.

W ten sposób Rubens i Nichols otrzymali dla kwarcu (mianowicie dla „promienia zwyczajnego") dwie długości λ_1, λ_2, położone daleko w dziedzinie ultraczerwonej:

$$\lambda_1 = 88{\cdot}5 \times 10^{-5} \text{ i } \lambda_2 = 207{\cdot}5 \times 10^{-5}.$$

Wiadomo, że kwarc pochłania również promienie ultrafijoletowe o bardzo małej długości fali, że więc powinien posiadać pewne λ_k odpowiadające i tej także dziedzinie widma. Ze względu na trudności doświadczenia nie można było wyznaczyć położenia tej linji absorbcyjnej temiż metodami, co linje ultraczerwone; wyprowadzono je natomiast z prostego wzoru Sellmeyera (18), stosując go do pomiarów dyspersji dla małych długości fali. Okresy naturalne w dziedzinie ultraczerwonej były tak odległe od okresu tego światła, iż nie miały żadnego wpływu na dyspersję w tej dziedzinie (t. j. ultrafijoletowej); dlatego też można tu było zastosować prosty wzór (18). Okazano tym sposobem, że, aby ująć wyniki obserwacji we wzór (19), należało, oprócz powyższych λ_1, λ_2, przyjąć istnienie w dziedzinie ultrafijoletowej trzeciego jeszcze okresu naturalnego, któremu odpowiada długość fali

$$\lambda_3 = 1{\cdot}0309 \times 10^{-5}.$$

Stałe B_k obliczono z dostrzeżonej dyspersji i otrzymano dla nich wartości:

$$B_0 = 1{\cdot}35428$$
$$B_1 = 1{\cdot}00254$$
$$B_2 = 0{\cdot}56549$$
$$B_3 = 1{\cdot}65646.$$

Z porównania wartości dostrzeżonych spółczynnika załamania z wartościami obliczonemi według wzoru (19), o powyższych wartościach liczebnych dla stałych λ_1, λ_2, λ_3, B_0, ... B_3, wynikła tabela IV. Widzimy z niej, że zgodność jest znakomita, co usprawiedliwia zupełnie użycie wzoru Kettelera-Helmholtza.

TABELA IV.

$\lambda \times 10^5$ (cm.)	n (dostrzeżone)	n (obliczone)	
1·98	1·65070	1·65077	
3·58	1·56400	1·56395	widzialna
5·34	1·54663	1·5466	część widma
16·17	1·5271	1·5271	
26·0	1·5099	1·5111	
36·7	1·4790	1·4861	
64·5	1·274	1·234	
560·0	2·18	2·14	

Porównanie teorji z doświadczeniem.

9. Tym samym zaś sprawdza się wzór (16) wyprowadzony poprzednio z hipotezy elektronowej. Uwzględniliśmy wówczas obecność jednego tylko rodzaju elektronów; dość założyć, że jest ich kilka, o różnych masach, różnych wartościach f, a więc też o różnych okresach swobodnych p, aby otrzymać natychmiast:

$$n^2 = 1 + \frac{N\varepsilon^2 p_1^2}{\pi m_1\left(1-\frac{p_1^2}{T^2}\right)} + \frac{N\varepsilon^2 p_2^2}{\pi m_2\left(1-\frac{p_2^2}{T^2}\right)} + \ldots,$$

czyli

$$n^2 = 1 + \Sigma \frac{N\varepsilon^2 p_k^2}{\pi m_k\left(1-\frac{p_k^2}{T^2}\right)} \quad \ldots\ldots\ldots (21),$$

Otóż $p_k = 2\pi\sqrt{\left(\frac{m_k}{f_k}\right)}$, a jeżeli λ_k jest długością fali, odpowiadającą (w próżni) drganiom o okresie p_k, mamy

$$\lambda_k = V p_k \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (22),$$

oraz wogóle

$$\lambda = VT \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (23),$$

a więc

$$n^2 = 1 + \Sigma \frac{N\varepsilon^2 p_k^2 . \lambda^2}{\pi m_k(\lambda^2 - \lambda_k^2)} \quad \ldots\ldots\ldots (24),$$

czyli

$$n^2 = 1 + \Sigma \frac{N\varepsilon^2 p_k^2}{\pi m_k} + \Sigma \frac{N\varepsilon^2 p_k^2 . \lambda_k^2}{\pi m_k(\lambda^2 - \lambda_k^2)} \quad \ldots\ldots\ldots (25).$$

Lecz wzór (19) Kettelera-Helmholtza daje się przez proste przekształcenie napisać:

$$n^2 = b^2 + \Sigma \frac{M_k}{\lambda^2 - \lambda_k^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (26),$$

gdzie mianowicie $b^2 = B_0 + B_1 + B_2 + \ldots$.

oraz $$M_k = B_k . \lambda_k^2 .$$

Z porównania wzorów (25) i (26) widzimy, że stają się one identyczne, skoro kładziemy

$$1 + \Sigma \frac{N\varepsilon^2 p_k^2}{\pi m_k} = b^2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (27)$$

oraz $$\frac{N\varepsilon^2 p_k^2}{\pi m_k} \cdot \lambda_k^2 = M_k \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (28).$$

Z pomiarów Rubensa możemy otrzymać wartości b^2 i M_k, które w (27) i (28) są wyrażone przez własności elektronów. Dla kwarcu np. znajdujemy

$$b^2 = 4{\cdot}58, \quad M_1 = 1{\cdot}0106, \quad M_2 = 44{\cdot}224, \quad M_3 = 713{\cdot}55.$$

Zauważmy, że, kładąc w (26) $\lambda = \infty$, mamy $n^2 = b^2$, tak iż b^2 jest spółczynnikiem załamania dla fal nieskończenie długich, t. j. odpowiadających nieskończenie długiemu okresowi. Powinno tedy być $b^2 = K$, gdzie K jest stałą dielektryczną dla pól statecznych. To samo zresztą wynika wprost z (27); kładąc bowiem

$$p_k = 2\pi \sqrt{\left(\frac{m_k}{f_k}\right)},$$

mamy $$b^2 = 1 + \Sigma \frac{4\pi N\varepsilon^2}{f_k}.$$

Tę zaś wartość otrzymalibyśmy dla K, zamiast prostszej (4), gdybyśmy od początku wzięli w rachubę więcej, niż jeden rodzaj elektronów.

Wartość b^2 jest dla większości ciał nieznana; w tych jednak przypadkach, w których ją poznano, zgadza się dobrze z wartością K. Tak np. mamy dla:

	b^2	K
szkła flintowego	6·77	6·7 —9·1
flusszpatu	6·09	6·7 —6·9
kwarcu	4·58	4·55—4·73
soli kamiennej	5·18	5·81—6·29
sylwinu	4·55	4·94.

Dalej, widzimy z (27) i (28), że

$$b^2 - 1 - \Sigma \frac{M_k}{\lambda_k^2} = 0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (29).$$

Otóż dla kwarcu $b^2 = 4{\cdot}58$ oraz $1 + \Sigma \frac{M_k}{\lambda_k^2} = 4{\cdot}22$, tak iż wyraz po lewej stronie (29) wynosi $+0{\cdot}36$. Przekonano się, że wielkość ta dla wszelkich ciał posiada małą wartość dodatnią — wynik, którego znaczenie fizyczne i doniosłość poznamy w późniejszym rozdziale (Część IV.).

Ażeby empirycznie wyrazić związek między spółczynnikiem załamania a okresem T promieni padających, skorzystano też z innego wzoru dyspersyjnego, a mianowicie:

$$n^2 = -A'T^2 + A + \frac{B}{T^2} + \frac{C}{T^4} \quad \ldots\ldots\ldots (30).$$

Napiszmy (21) inaczej, w celu dogodnego porównania ze wzorem (30).

Elektrony zawarte w ośrodku załamującym podzielić można na dwie klasy, zaliczając do pierwszej te, które mają okresy swobodne dłuższe, do drugiej te, które mają okresy krótsze od okresu światła padającego; oznaczmy je przez wskaźnik r, względnie v. Załóżmy, że okres światła załamanego jest tak odległy od wszelkich okresów swobodnych, właściwych ośrodkowi, że wielkości $\frac{p_v}{T}, \frac{T}{p_r}$ uważać można za małe w porównaniu z jednością. Otrzymamy według (21)

$$n^2 = 1 + \Sigma \frac{4\pi N_v \varepsilon^2}{f_v \left(1 - \frac{p_v^2}{T^2}\right)} - \Sigma \frac{4\pi N_r \varepsilon^2}{f_r \left(1 - \frac{T^2}{p_r^2}\right)} \cdot \frac{T^2}{p_r^2} \quad \ldots\ldots (31),$$

a rozwijając według potęg $\frac{p_v}{T}$ i $\frac{T}{p_r}$ i zaniedbując, w myśl powyższego założenia, potęgi wyższe od drugiej:

$$n^2 = 1 + \Sigma \frac{4\pi N_v \varepsilon^2}{f_v} + \Sigma \frac{4\pi N_v \varepsilon^2}{f_v} \cdot \frac{p_v^2}{T^2} - \Sigma \frac{4\pi N_r \varepsilon^2}{f_r} \cdot \frac{T^2}{p_r^2} \ldots (32).$$

Z porównania (30) i (32) mamy

$$A' = \Sigma \frac{4\pi N_r \varepsilon^2}{f_r} \cdot \frac{1}{p_r^2}, \quad A = 1 + \Sigma \frac{4\pi N_v \varepsilon^2}{f_v}.$$

Otóż, według (4), stała dielektryczna K wyraża się przez

$$K = 1 + \Sigma \frac{4\pi N_v \varepsilon^2}{f_v} + \Sigma \frac{4\pi N_r \varepsilon^2}{f_r},$$

tak iż

$$K - A = \Sigma \frac{4\pi N_r \varepsilon^2}{f_r} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (33),$$

oraz

$$p_r^2 = \frac{K - A}{A'} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (34).$$

A stanowi część n^2 niezależną od okresu światła; ponieważ zaś dla ciała o „dyspersji normalnej“ (patrz paragraf następny) zmiana n wraz z T w obszarze widma widzialnego nie jest wielkim ułamkiem samych wartości n w tymże obszarze, A będzie wyrazem najważniejszym w sumie (30), a więc w przybliżeniu będzie się równało wartościom spółczynnika załamania, danym w tabeli I., rozdz. II., tak iż z (33) widzimy, że wspomniane wówczas odchylenia wartości K od n^2 są skutkiem obecności w ośrodku elektronów, posiadających okresy swobodne w dziedzinie ultraczerwonej widma. Można to było przewidzieć z rozważań ogólnych; ponieważ bowiem okresy te są długie w porównaniu z okresem drgań światła widzialnego, lecz krótkie w porównaniu z okresem pól elektrycznych stosowanych do pomiarów K, przeto wywierać one będą na wartości n^2 i K wpływ w kierunkach przeciwnych; natomiast okresy swobodne w dziedzinie ultrafijoletowej, t. j. krótkie tak wobec okresów światła widzialnego, jak też pól elektrycznych, wywierać będą na obie te wielkości wpływ w tym samym kierunku.

Dalej, dzięki (33) i (34), możemy z odchyleń wartości K od n^2 wyznaczyć długość okresu w dziedzinie ultraczerwonej. Dla wody, u której, ze wszystkich zbadanych ciał, odchylenie to jest największe, mamy

$$K = 76, \quad A = 1{\cdot}77, \quad A' = 0{\cdot}1152 \times 10^{28},$$

oraz $p_r^2 = \frac{\lambda_r^2}{V^2}$, gdzie λ_r jest długością fali, która odpowiadałaby

(w próżni) okresowi poszukiwanej w dziedzinie ultraczerwonej linji absorbcyjnej. A więc

$$\lambda_2^2 = 9 \times 10^{20} \times \frac{74{\cdot}23}{0{\cdot}1152} \times 10^{-28} = 58 \times 10^{-6} \text{ cm}^2$$

i

$$\lambda_r = 7{\cdot}61 \times 10^{-3} \text{ cm.}$$

(Dla porównania zaznaczamy tu, że długość fali światła żółtego wynosi około 5×10^{-5} cm.).

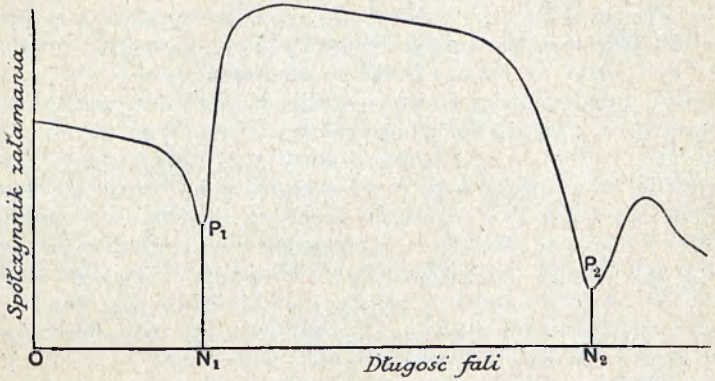
W rzeczywistości woda posiada w dziedzinie ultraczerwonej kilka różnych linji absorbcyjnych, tak iż wartość powyższa w najlepszym razie może być tylko przeciętną, zgadzającą się co do rzędu wielkości z długościami fali otrzymanemi dla owych linji na drodze dostrzeżeń. PASCHEN dla długości fali odpowiadającej najwybitniejszej z tych linji znalazł wartość 4×10^{-3}, a więc niezbyt odległą od powyższej λ_r.

Dyspersja normalna i anormalna.

10. Cechom ogólnym związku (21) między spółczynnikiem załamania a długością fali światła padającego warto poświęcić tu kilka krótkich uwag. Widzimy przedewszystkim, że n rośnie, gdy T maleje, o ile tylko T nie staje się równe jednej z wielkości p_k. Jeżeli T, malejąc, przechodzi przez jedną z nich, wielkość $\left(1 - \frac{p_k^2}{T^2}\right)^{-1}$ przeskakuje od bardzo wielkiej wartości dodatniej do bardzo wielkiej ujemnej, tak iż spółczynnik załamania doznaje znacznego zmniejszenia. Wzór ten wprawdzie, jak zauważyliśmy, przestaje być ścisłym, gdy T jest bardzo blizkie p_k, lecz zawsze jeszcze wyraża zgruba charakter zmian n; wielkość ta nie przeskoczy z $+\infty$ na $-\infty$, lecz możemy być pewni, że spadnie z wielkiej wartości na małą. Spółczynnik załamania zmieniać się będzie wraz z długością fali światła padającego mniej więcej w sposób wyobrażony na rys. 10., gdzie odcięte ON_1, ON_2 odpowiadają okresom swobodnym elektronów.

Takie zmiany dostrzeżono też istotnie. Dla ciał bezbarwnych, t. j. tych, które nie posiadają linji absorbcyjnych w dziedzinie widzialnej widma, spółczynnik załamania rośnie przy malejącej długości fali w tymże obszarze. Ta t. zw. d y s p e r s j a n o r m a l n a jest charakterystyczna dla ciała w dziedzinie widma, w której nie posiada ono linji absorbcyjnych. Ciała zaś takie np., jak fluoresceina, które w dziedzinie widzialnej widma posiadają linję absorbcyjną, przejawiają d y s p e r s j ę a n o r m a l n ą: ich spół-

czynnik załamania przy malejącej długości fali rośnie prawidłowo po obu stronach linji lub prążka absorbcyjnego, lecz maleje znacznie, gdy długość fali przechodzi przez taki prążek. Jeżeli np. rzucimy na ekran widmo otrzymane za pomocą pryzmatu napełnionego fluoresceiną, która ma prążek absorbcyjny w dziedzinie zielonej, natenczas barwy od czerwonej do zielonej ułożą się w swym normalnym porządku, lecz promienie o długości fali nieco tylko mniejszej od tej, która odpowiada prążkowi absorbcyjnemu, doznają mniejszego załamania, niż promienie czerwone, i w widmie pojawią się po przeciwnej stronie dziedziny czerwonej, niż reszta promieni zielonych. Gdy długość fali nadal się zmniejsza, spółczynnik załamania rośnie już szybko: część pewna promieni niebiesko-zielonych nałoży się na dziedzinę czerwoną, a promienie fijoletowe znajdą się już w swym położeniu normalnym, po tej stronie dziedziny czerwonej, która odpowiada silniejszemu załamaniu.



Rys. 10.

Zauważmy, że dyspersja normalna i anormalna nie są zupełnie różnemi zjawiskami, z których każde miałoby być charakterystyczne dla pewnych ciał, lecz raczej różnemi stronami jednego i tego samego zjawiska. Wszystkie ciała dają dyspersję normalną w pewnych, anormalną zaś w innych dziedzinach widma; różnica między ciałami, z której wynikło stosowanie tych dwu terminów, polega na fakcie, że dla pewnych ciał dziedzina dyspersji anormalnej leży w granicach widma widzialnego, dla innych — poza jego granicami.

Wiedzę naszą co do dyspersji anormalnej rozszerzył znacznie R. W. Wood z Baltimore w kilku nowszych pracach, które dzięki pomysłowości autora w pokonywaniu trudności doświadczalnych, na każdym zjawiających się kroku, stanowią jeden z najciekawszych przykładów dociekań fizycznych. Dokonał on pomiaru spółczynnika załamania pary sodu poprzez cały prążek absorbcyjny tego ciała, a otrzymane wyniki zgadzają się zupełnie z przepowiedniami teorji.

Własności optyczne kryształów.

11. Szczegółowa dyskusja optycznych własności kryształów nie mogłaby, przy obecnym stanie naszej wiedzy, doprowadzić do żadnych ważniejszych rezultatów; to też możemy tu dać jedynie najgrubszy szkic wyjaśnienia tych własności.

W podwójnie załamującym krysztale światło o danej długości fali propaguje się w jednym i tym samym kierunku z różnemi prędkościami, zależnie od tego, czy jest spolaryzowane w pewnej płaszczyźnie określonej przez postać kryształu, czy też do niej prostopadle, t. j. zależnie od tego, czy natężenie elektryczne w fali jest do płaszczyzny tej równoległe, czy też prostopadłe. Otóż ruch elektronów w ośrodku załamującym zlewa się co do kierunku z natężeniem elektrycznym w fali świetlnej, prędkość zaś światła w tym ośrodku jest wyznaczona przez okresy drgań swobodnych elektronów. Musimy tedy przypuścić, że w ośrodku podwójnie załamującym okresy swobodnych drgań elektronów są różne dla różnych kierunków drgań względem osi krystalograficznych. Lecz co różnicę tę w okresie sprawia, dotychczas napewno nie wiemy; musi ona zależeć w pewien sposób od budowy cząsteczki (molekuły), zawierającej elektrony, lecz wiadomości nasze o tej budowie są zbyt fragmentaryczne, aby można było oprzeć na nich jakiekolwiek pomysły użyteczne.

Bardziej jeszcze tajemnicze jest skręcenie płaszczyzny polaryzacji światła, biegnącego wzdłuż osi kwarcu i pewnych innych kryształów. Drude starał się na drodze rachunku wyprowadzić związek, jaki istnieć musi między siłami działającemi na elektron a kierunkiem jego ruchu, aby zachodziło skręcenie płaszczyzny polaryzacji; dotychczas jednak wyniki jego rachunków nie posiadają jeszcze żadnego określonego znaczenia fizycznego.

Dyspersja w metalach.

12. W metalach mamy, według hipotezy uczynionej na str. 50., elektrony wolne od wszelkich sił opierających się ich odchyleniu; w takich więc ciałach elektrony zakłócone nie będą drgały dokoła swych położeń rów-

nowagi. Gdyby nie opór mający charakter tarcia, poruszałyby się one pod działaniem perjodycznie zmiennego natężenia elektrycznego w fali świetlnej, tak samo jak pod działaniem statecznego pola elektrycznego, rozważonego w § 4: natężenie elektryczne w metalu neutralizuje się zupełnie, światło nie może przeniknąć w głąb przewodnika i odbija się od jego powierzchni. Ponieważ jednak metale rzeczywiste nie zachowują się, jak reflektory doskonałe, musimy przypuścić, że ruchowi elektronów opiera się tarcie, dzięki czemu neutralizacja natężenia elektrycznego będzie niezupełna: mały ułamek światła padającego przeniknie do ośrodka przewodzącego, a energja tego światła rychło zostanie pochłonięta, t. j. zużyta na podtrzymanie drgań elektronów wbrew tarciu.

Opór tarcia rośnie wraz z prędkością elektronów, a więc też z częstością ich drgań. Zgodnie z tym znajdujemy, że metale odbijają długie fale światła lepiej, niż krótkie. Srebro odbija wszystkie niemal długie fale cieplne (ultraczerwone), zbadane przez Rubensa i Nicholsa, pochłaniając z nich tylko około $\frac{1}{2}\%$; pochłania natomiast około 25% najkrótszych promieni ultrafijoletowych, które można jeszcze dogodnie mierzyć.

Dla pewnych jednak metali zdolność odbijania nie maleje poprostu wraz z długością padających fal świetlnych, lecz przejawiają one wyraźne pochłanianie selektywne; są to mianowicie metale, które posiadają barwę powierzchniową, jak miedź lub złoto. Blaszka złota tak cienka, że aż przezroczysta, wydaje się zieloną w świetle przechodzącym, t. j. przepuszcza światło o barwie dopełniającej względem swej czerwonawej barwy powierzchniowej: ciało to posiada silny prążek absorbcyjny w dziedzinie czerwonej widma. Kiedy chodziło o ciała przezroczyste, istnienie takich prążków przypisywaliśmy działaniu elektronów o określonych okresach swobodnych; niema też żadnych powodów, dla których nie mielibyśmy wyjaśnienia tego rozciągnąć na metale. Te elektrony *związane* — jak nazwać je można w odróżnieniu od *swobodnych*, nie ulegających żadnym siłom przeciwdziałającym ich odchyleniu — nie biorą żadnego udziału w działaniach statecznych, czyli (jak zobaczymy w rozdziale następnym) w przewodzeniu prądu: liczba elektronów swobodnych wystarcza zawsze do zobojętnienia w metalu natężenia pola zewnętrznego, tak iż nie pozostaje tu żadna siła, działająca na elektrony związane.

Wpływ elektronów związanych przejawia się jedynie w zja-

wiskach optycznych i musi być uwzględniony przy obliczeniu stałych optycznych metalu w zależności od rozsianych w nim elektronów. Rachunek ten wykonał Drude, lecz nie pokusimy się tu o jego odtworzenie; bez bliższej bowiem znajomości istoty sił tarcia utrudniających ruch elektronów swobodnych (o którą postaramy się w następnym dopiero rozdziale) niezbędne po temu hipotezy wydałyby się nieco dowolnemi. Dość więc będzie zauważyć, że Drude przypuszcza, iż elektron poruszający się z prędkością v podlega sile opóźniającej rv, i że znajduje on następujące związki między spółczynnikiem załamania metalu n, jego spółczynnikiem pochłaniania α i okresem T światła padającego:

$$n^2(1-\alpha^2)=1+\Sigma\frac{N_k\varepsilon^2 p_k^2}{\pi m_k\left(1-\frac{p_k^2}{T^2}\right)}-4\pi\Sigma\frac{N_k'\frac{\varepsilon^2}{m_k'}}{\left(\frac{r_k'}{\varepsilon^2}\right)^2+\left(\frac{2\pi\varepsilon^2 m_k'}{T}\right)^2} \quad \ldots (35),$$

$$n^2\alpha=T\Sigma\frac{N_k' r_k'/\varepsilon^2}{\left(\frac{r_k'}{\varepsilon^2}\right)^2+\left(\frac{2\pi\varepsilon^2 m_k'}{T}\right)^2} \quad \ldots\ldots\ldots (36).$$

We wzorach tych wskaźnik k dotyczy różnych grup elektronów związanych, k' zaś — swobodnych.

Pomiary własności optycznych metali są tak trudne, iż nie posiadamy jeszcze materjału doświadczalnego, niezbędnego do poddania tych wzorów sprawdzianom podobnym do zastosowanych w § 9; możliwe porównanie doświadczenia z teorją podejmiemy dopiero wówczas, kiedy nieco bliżej poznamy istotę przewodnictwa metali i innych przewodników elektryczności.

Promieniowanie światła.

13. Nie możemy wprawdzie jeszcze zgłębić zupełnie mechanizmu wypromieniowywania światła, lecz z poprzednich dociekań naszych daje się wysnuć pewien wniosek tak oczywisty, iż warto go tu już zaznaczyć.

Światło wypromieniowywane przez różne ciała stanowi wogóle albo widmo ciągłe, obejmujące promienie o wszelkich długościach fali, albo też widmo linjowe, obejmujące jedynie promienie o kilku określonych długościach fali. Pierwsze wysyłają ciała pod działaniem ciepła, drugie natomiast nie powstaje nigdy dzięki samemu tylko ciepłu. Wiadomo, że w wielu przypadkach światło, względem którego dane ciało objawia pochłanianie selektywne, jest identyczne z tym, które ciało to wysyła selektyw-

nie, t. j. ze światłem jasnej linji widma wysyłanego przez to ciało. (Uogólnienie to nie jest, jak sądzono, powszechnie ważne i nie daje się wyprowadzić z prawa Kirchhoffa; prawo to bowiem stosuje się jedynie do t. zw. promieniowania „temperaturowego", t. j. zachodzącego pod działaniem samego tylko ciepła.) Otóż, jak widzieliśmy, pochłanianie wyborcze danego ciała zależy od okresów swobodnych rozsianych w nim elektronów, a okres światła pochłanianego jest identyczny z jednym z tych okresów swobodnych. Stąd oczywisty wniosek, że widmo linjowe danego ciała składa się ze światła wysyłanego dzięki drganiom swobodnym zawartych w nim elektronów. Sposób, w jaki elektrony te są wprawiane w ruch drgający, rozważymy dopiero później, lecz odtąd już założymy bez wahania, że na widmo ciała składają się promienie wysyłane przez drgania jego elektronów w kierunku prostopadłym do kierunku propagacji światła.

Bibljografja do rozdziału III.

Oryginalną rozprawę Lorentza, zawierającą hipotezy zasadnicze teorji elektronowej, znajdzie czytelnik w Proceedings of the Amsterdam Academy, 1878 (*A.* i *L.*, tom I, str. 430—435).

Pomiary stałych dielektrycznych, zestawione w tabeli III., wykonał Lebediew, Wied. Ann. 44, str. 309; 1891.

Oto główne rozprawy oryginalne, w których rozwinięto teorję rozszczepienia światła na tle teorji elektronowej:

Lorentz, Arch. Néerland. 1892, str. 363 (*A.* i *L.*, str. 435—450).

Larmor, Phil. Trans. 1897, str. 232—236.

Patrz również Drude: Physik des Aethers, Rozdz. X. §§ 9. 10, 11.

Powyższy wykład tego przedmiotu opiera się na odpowiednim dziale Drudego Lehrbuch der Optik, odtworzonym w Physical Optics Wooda. Do tych też podręczników odsyłam czytelnika, pragnącego poznać bardziej analityczne i ściślejsze wyprowadzenie wzorów; rozdział poświęcony w książce Wooda teorji dyspersji jest nawskroś znakomity.

Co do § 8 patrz pracę Rubensa i Nicholsa, Wied. Ann. 60, str. 418; 1897.

Co do § 10 patrz pracę R. W. Wooda o anormalnej dyspersji pary sodu, Phil. Mag., wrzesień, 1904.

Co do § 13 patrz Wooda: Physical Optics, Rozdz. XIX.

ROZDZIAŁ IV.

MAGNETYZM.

Paramagnetyzm i diamagnetyzm.

1. Co do własności magnetycznych, ciała podzielić się dają na dwie klasy: paramagnetyczne i diamagnetyczne. Jeżeli w polu magnetycznym umieścimy ciało paramagnetyczne, wzbudzony w nim magnetyzm będzie taki, iż wydawać się ono będzie magnesem o biegunie dodatnim [północnym], zwróconym ku biegunowi ujemnemu [południowemu] magnesu wzbudzającego. Biorąc natomiast ciało diamagnetyczne, otrzymamy biegun dodatni wzbudzony po stronie zwróconej ku biegunowi dodatniemu magnesu wzbudzającego. W ciele więc paramagnetycznym indukcja magnetyczna jest większa od natężenia magnetycznego, czyli przenikliwość (μ), t. j. $\frac{\text{indukcja}}{\text{natężenie}}$, większa od jedności, a tym samym zdolność magnetyzacji* (k), t. j. $\frac{\text{magnetyzm wzbudzony}}{\text{natężenie pola wzbudzającego}}$, dodatnia. W ciele diamagnetycznym natomiast indukcja jest mniejsza od natężenia, przenikliwość μ mniejsza od jedności, a spółczynnik k ujemny.

Oprócz tej różnicy jakościowej zachodzi też między własnościami magnetycznemi ciał materjalnych ważna różnica ilościowa. Spółczynnik k znacznej większości ciał zbadanych jest tak mały, iż jedynie przy użyciu potężnych pól magnetycznych i bardzo czułych narzędzi okazać można, że ciała te nie są całkowicie nie-magnetyczne; trzy natomiast pierwiastki paramagnetyczne, żelazo, kobalt i nikiel, oraz większość ich soli wywierają działanie magnetyczne tak znaczne, iż odkryć je można przez

* *Susceptibility.*

najgrubsze nawet doświadczenia*. Spółczynnik k pierwiastka najbardziej diamagnetycznego (bizmutu) posiada w przybliżeniu wartość -14×10^{-6}, dla żelaza wynosi on około 280, dla kobaltu 14, dla niklu 13. Trzy te ciała dają nadto zjawisko histerezy magnetycznej, którego w ciałach mniej magnetycznych nie dostrzeżono; ich własności magnetyczne są tak różne od własności innych ciał, iż do oznaczenia ich używa się zazwyczaj nazwy specjalnej: powiadamy, że „metale magnetyczne“ przejawiają ferromagnetyzm. Jedyną substancją, posiadającą k tegoż rzędu, co metale magnetyczne i ich sole, jest tlen ciekły, również paramagnetyczny.

Teorja Webera.

2. W teorji matematycznej magnetyzmu przenikliwość μ odgrywa zupełnie tę samą rolę, co stała dielektryczna K w teorji elektrostatyki. Widzieliśmy w rozdz. III., że własności ciała o stałej dielektrycznej większej od jedności można sprowadzić do istnienia w ciele przeciwnych ładunków elektrycznych, które oddzieliły się od siebie pod wpływem pola elektrycznego. Teorja zbudowana przez Webera tłumaczy w podobny sposób własności ciała paramagnetycznego. Weber przypuszczał, że cząsteczki (molekuły) takiego ciała są małemi magnesami, które w nieobecności zewnętrznego pola magnetycznego mają osie jednako rozmieszczone we wszelkich możliwych kierunkach, tak iż ciało rozważane jako całość [czyli makroskopowo] nie zdradza żadnego namagnesowania wypadkowego; pod wpływem natomiast zewnętrznego pola magnetycznego małe te magnesy starają się ustawić tak, iż bieguny ich zwracają się ku biegunom przeciwnego rodzaju, odpowiadającym polu zewnętrznemu.

Należy też założyć, że w ciele takim panują siły restytucyjne, opierające się tej orjentacji magnesów molekularnych, tak iż namagnesowanie wypadkowe zmienia się wraz z natężeniem pola. Małe natężenie da tylko częściową ich orjentację, pole zaś dość silne wywoła orjentację całkowitą.

Teorje Ampère'a i Maxwella.

3. Myśl dalszego rozwinięcia teorji Webera, która dla obecnych celów naszych posiada pierwszorzędne znaczenie, poddał Ampère. Wiadomo, że obwód, w którym płynie prąd elektryczny, zachowuje się w polu magnetycznym tak samo, jak magnes. To naprowadziło

* Do tych zaliczyć obecnie należy pewne stopy, przedewszystkim zaś t. zw. „stop Heuslera“, złożony z manganu, glinu i miedzi.

Ampère'a na myśl, że cząsteczki ciał paramagnetycznych zawdzięczają może swe własności magnetyczne prądom płynącym w obwodach molekularnych doskonale przewodzących. Ponieważ obwody te mają być wolne od oporu, nie będzie żadnego wydatkowania energji, tak iż prądy, raz wzbudzone, będą płynęły bezgranicznie, nie słabnąc nigdy. Teorja ta, którą przyjęto powszechnie (chociaż nic nie przemawiało ani za nią, ani przeciw niej), dała Maxwellowi podstawę do wyjaśnienia diamagnetyzmu. Maxwell zauważył, że, jeżeli cząsteczki zawierają w sobie obwody doskonale przewodzące, powinny powstawać w nich, podczas tworzenia się zewnętrznego pola magnetycznego, prądy indukowane, i że, dzięki nieobecności oporu, prądy te powinny płynąć bez zmiany, dopóki nie zostaną zniweczone przez prądy równe i wprost przeciwne, wzbudzone przez usunięcie zewnętrznego pola magnetycznego. Otóż, według prawa Lenza, linje indukcji magnetycznej odpowiadające prądom wzbudzonym mają kierunki przeciwne względem linji przynależnych polu wzbudzającemu; skoro więc ciało złożone z takich doskonale przewodzących cząsteczek wprowadzimy do pola magnetycznego, powstaną w tym ciele linje indukcji magnetycznej o kierunku przeciwnym względem linji pola, t. j. ciało wyda się diamagnetycznym*. Według Maxwella ciało jest para- lub diamagnetyczne zależnie od tego, czy skutki prądów wzbudzonych w obwodach molekularnych są mniejsze, czy też większe od skutków prądów, które pierwotnie już w obwodach tych płynęły.

Teorja elektronowa.

4. Dość przełożyć pomysły Maxwella na język teorji elektronowej, aby otrzymać zupełnie zadowalającą teorję para- i diamagnetyzmu.

Okazaliśmy na str. 19., że skutki magnetyczne elementu prądu o długości ds i o natężeniu i, płynącego w obwodzie przewodzącym, są identyczne ze skutkami ruchu cząstki naładowanej po orbicie zlewającej się z obwodem prądu, w założeniu, że $ev = ids$ (gdzie e jest ładunkiem cząstki, v zaś jej prędkością). Przyjęliśmy już, że atomy zawierają cząstki naładowane, elektrony; dość więc przypuścić, że elektrony te poruszają się w łonie atomów po orbitach zamkniętych, aby otrzymać obwody atomowe wymagane przez Webera. Te krążące elektrony dostarczają nam nadto równoważnika owych obwodów bezopornych, w których płynąć mają prądy wzbudzone, wchodzące

* Patrz uwagę na końcu tego rozdziału.

w skład maxwellowskiej teorji diamagnetyzmu. Jeżeli bowiem atomy znajdują się w polu magnetycznym, na poruszające się elektrony działają pewne siły, które odkształcą orbity elektronów, a — jak zobaczymy niebawem — zmiana ta będzie taką, iż wywoła natężenie magnetyczne w kierunku zgodnym z zewnętrznym polem magnetycznym. Tak więc wzbudzonemu prądowi Maxwella odpowiada zmiana orbity elektronowej.

Paramagnetyzm polegałby tedy na dążności orbit elektronowych do takiego ustawienia się w polu magnetycznym, że przynależne im linje natężenia magnetycznego będą miały kierunek przeciwny względem linji pola zewnętrznego; orjentacji zupełnej tych orbit przeciwdziałają siły sprężyste, czynne wskutek obecności sąsiednich elektronów. Diamagnetyzm zaś polegałby na zmianie kształtu samych orbit pod wpływem pola magnetycznego na poruszające się elektrony. Ciało wydaje się para-, względnie diamagnetycznym, zależnie od tego, czy przeważa pierwsza, czy też druga z tych zmian.

Zauważmy, że natężenie magnetyzacji paramagnetycznej, którą można wzbudzić w jakimkolwiek danym ciele, będzie miało pewną skończoną granicę; skoro bowiem wszystkie orbity elektronowe obróciły się tak, że przeszywające je linje indukcji magnetycznej zlewają się co do kierunku z linjami pola zewnętrznego, dalsze wzmocnienie tego pola nie będzie już mogło wywołać w orjentacji orbit żadnej dalszej zmiany. Taką też granicę skończoną dostrzeżono istotnie w metalach magnetycznych, lecz nie w innych ciałach; jeżeli natężenie magnetyzacji jest takie, iż wzmocnienie pola magnetyzującego nie wywołuje już dalszego wzrostu magnetyzacji wzbudzonej, powiadamy, że ciało jest *nasycone*. Z drugiej jednak strony żadne powody nie skłaniają nas do przypuszczenia, że ciało diamagnetyczne może być nasycone; wzmocnienie pola zewnętrznego musi zawsze sprowadzić dalsze zakłócenie w ruchu elektronu, a granica jakaś wówczas tylko mogłaby być osiągnięta, gdyby zakłócenie było tak wielkie, iż wyrzuciłoby elektron z atomu. Gdyby nawet nikiel, najmniej magnetyczny z metali magnetycznych, był tak diamagnetycznym, jak bizmut, ciało ze wszystkich znanych najbardziej diamagnetyczne, niezbędnym byłoby pole o natężeniu 9×10^5 CGS jednostek elektromagnetycznych do wzbudzenia magnetyzacji diamagnetycznej tak wielkiej, jak nasycona magnetyzacja paramagnetyczna; pól zaś tak potężnych nie możemy otrzymać w doświadczeniu.

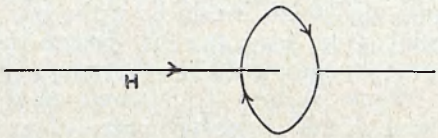
Odróżnienia ciał para- od ferromagnetycznych nie można wtłoczyć w ramy owej prostej postaci teorji elektronowej, z którą dotychczas mieliśmy do czynienia; różnica ta zależy niewątpliwie od budowy wewnętrznej atomu. Zdaje się jednak, że w ciałach paramagnetycznych orjentacja orbit zachodzi w łonie atomu, gdy w ferromagnetycznych cały atom porusza się pod wpływem pola zewnętrznego. Dalsze jednak w tym kierunku domysły byłyby jeszcze przedwczesne.

Naszkicowaną przed chwilą teorję magnetyzmu wypracował w pewnych szczegółach LANGEVIN. W tej jednak książce zadowolić się nam wypadnie tylko krótkim zestawieniem jego wyników.

Obliczenie k dla ciał diamagnetycznych.

5. Opierając się na tej teorji, spółczynnik magnetyzacji (k) ciała diamagnetycznego możemy wyrazić rachunkowo przez własności zawartych w nim orbit elektronowych.

Rozważmy elektron o masie m i ładunku ε, krążący z prędkością v po orbicie kołowej o promieniu r, której płaszczyzna jest prostopadła do linji pola magnetycznego o natężeniu H. Celem utrwalenia pojęć założymy, że stosunek między



Rys. 11.

kierunkiem H a kierunkiem prędkości jest taki, jak na rys. 11.; taki kierunek krążenia nazywać będziemy krótko zegarowym. Pamiętajmy, że, jeżeli krążenie jest zegarowe, a ładunek elektronu dodatni, natężenie magnetyczne, przynależne orbicie elektronowej, zlewa się co do kierunku, w punktach położonych wewnątrz orbity, z natężeniem pola H.

W nieobecności pola magnetycznego siłę odśrodkową, działającą na elektron, równoważą siły sprężyste, co do których założymy, że są zwrócone ku środkowi orbity i proporcjonalne do jej promienia r. W tych warunkach

$$\frac{mv^2}{r} = f.r \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (1).$$

Zewnętrzne pole magnetyczne wywierać będzie na elektron siłę prostopadłą do H oraz do chwilowego kierunku ruchu, a więc wzdłuż promienia orbity; wielkość zaś tej siły będzie μHev. Zakładamy tu oczywiście, że ośrodek, w którym porusza się elektron, posiada te same własności magnetyczne, co próżnia, że więc w układzie elektrostatycznym jednostek $\mu = 1/V^2$. Siła zatym działająca na elektron $= H\varepsilon v/V^2$. Stosując znane prawidło Ampère'a, przekonamy się, że, jeżeli elektron jest naładowany dodatnio, siła ta jest zwrócona wzdłuż promienia nazewnątrz, t. j. od środka orbity; jeżeli zaś elektron jest ujemny, siła ta jest zwrócona wzdłuż promienia ku środkowi orbity*.

Ponieważ siły działające na elektron są prostopadłe do kierunku jego ruchu, wielkość jego prędkości v nie ulega zmianie pod wpływem pola. Oznaczając więc okres [czyli czas obiegu] i promień nowej orbity przez T' i r', mamy zamiast (1):

$$\frac{mv^2}{r'} = fr' - \frac{H\varepsilon v}{V^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (1a),$$

a więc według (1):

$$\frac{mv^2}{r'^2} - \frac{mv^2}{r^2} = -\frac{H\varepsilon v}{r'V^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (2).$$

Ponieważ zaś

$$T = \frac{2\pi r}{v}, \quad T' = \frac{2\pi r'}{v} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (3),$$

przeto

$$\frac{1}{T'^2} - \frac{1}{T^2} = -\frac{H\varepsilon}{2\pi m T' V^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (4);$$

wobec tego, że zmiana wywołana przez pole jest nieznaczna, jak sądzić można z małej wartości k dla ciał diamagnetycznych, możemy napisać $TT' = T^2$ oraz $T + T' = 2T$, tak iż

$$T - T' = -\frac{H\varepsilon T^2}{4\pi m V^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (5),$$

czyli

$$\frac{1}{T'} - \frac{1}{T} = -\frac{H\varepsilon}{4\pi m V^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (6).$$

Aby obliczyć stąd natężenie wzbudzonego namagnesowania,

* Jeżeli elektron ujemny porusza się z zachodu na wschód w polu magnetycznym północno-południowym, siła stara się odchylić go do góry.

zastąpmy krążący elektron przez równoważny prąd płynący w obwodzie, który zlewa się z jego orbitą. Według (5) z rozdz. I. natężenie (i) tego prądu jest

$$i=\frac{\varepsilon}{T} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (7).$$

Dalej, moment magnetyczny obwodu o polu (powierzchni) A, w którym płynie prąd i, jest $\mu iA=iA/V^2$; moment więc magnetyczny orbity elektronowej niezakłóconej jest $\frac{\varepsilon\pi r^2}{TV^2}$, orbity zaś zakłóconej $\frac{\varepsilon\pi r'^2}{T'V^2}$. Otóż magnetyzacja wzbudzona (M) jest, według określenia, zmianą momentu magnetycznego na jednostkę objętości ciała, mianowicie zmianą, wywołaną dzięki polu zewnętrznemu. Jeżeli tedy na jednostkę objętości przypada N orbit elektronowych, mamy, według (3),

$$M=N\frac{\varepsilon\pi}{V^2}\left(\frac{r^2}{T}-\frac{r'^2}{T'}\right)=N\frac{\varepsilon\pi r^2}{V^2}\left(\frac{1}{T}-\frac{T'}{T^2}\right),$$

czyli, według (5),

$$M=-\frac{NH\varepsilon^2r^2}{4mV^4} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (8).$$

Ponieważ zaś spółczynnik magnetyzacji k jest określony przez związek

$$M=kH \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (9),$$

mamy ostatecznie

$$k=-\frac{N\varepsilon^2r^2}{4mV^4} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (10).$$

Wszystkie wielkości po prawej stronie (10) są zasadniczo dodatnie; k więc jest ujemne, czyli ciało diamagnetyczne, bez względu na znak ładunku elektronowego ε.

W powyższym rachunku przyjęliśmy, że wszystkie orbity elektronowe są tak ustawione, iż osie ich biegną w kierunku natężenia magnetycznego pola indukującego, a płaszczyzny ich są do kierunku tego prostopadłe. Byłoby ściślej może, gdybyśmy założyli, że osie są rozmieszczone we wszystkich możliwych kierunkach; to jednak dałoby tylko po prawej stronie (10) pewien jesz-

cze czynnik liczebny, a mianowicie ułamek niewiele różny od 1. Ponieważ zaś, jak zobaczymy niebawem, nasze dane liczebne, stanowiące materjał do sprawdzenia tego wzoru, są dość niepewne, zmiana ta posiadałaby bardzo małe znaczenie.

k dla ciał paramagnetycznych.

6. Co do spółczynnika magnetyzacji dla ciał paramagnetycznych, obliczenie go byłoby nieprzydatne, gdyż nie znamy sił opierających się orjentacji orbit pod działaniem pola zewnętrznego; możemy jednak obliczyć w tym przypadku natężenie magnetyzacji w stanie nasycenia, t. j. kiedy wszystkie orbity są zupełnie zorjentowane. Posługując się symbolami ostatniego paragrafu, mamy dla momentu każdej orbity elektronowej wyraz $\frac{e\pi r^2}{TV^2}$; ponieważ zaś na jednostkę objętości przypada N takich orbit, przeto maximum namagnesowania wzbudzonego będzie

$$M_{max.} = \frac{Ne\pi r^2}{TV^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (11).$$

Później nieco postaramy się wzór ten oszacować liczebnie i porównać go z doświadczeniem.

Pamiętajmy, że dostrzeżony skutek dia- lub paramagnetyczny dla danego ciała stanowi przeciętną skutków bardzo wielkiej liczby atomów. Nie mamy powodu do przypuszczenia, by pole magnetyczne w każdym atomie ciała było jednostajne: natężenie, a nawet kierunek jego mogą zmieniać się od punktu do punktu, tak iż natężenie działające na jedną z wielu orbit elektronowych różni się prawdopodobnie bardzo od tego, które obliczamy z dostrzeżeń makroskopowych, t. j. dokonanych na wielkich objętościach ciała. O możliwości tej pamiętać należy ze względu na pewne odchylenia, które podamy w następnych rozdziałach.

Z kolei rozważymy* wpływ magnetyzmu na własności optyczne ciał, a przedmiot ten, jak zobaczymy, zawiera nader ciekawe i ważne punkty, związane z podstawowemi zagadnieniami teorji elektronowej.

Uwaga o indukcji i natężeniu magnetycznym.

W matematycznej teorji elektryczności i magnetyzmu stosunek polaryzacji i natężenia elektrycznego odgrywa rolę tak dale-

* W rozdz. V.

ce podobną do stosunku zachodzącego między indukcją a natężeniem magnetycznym, iż pewna ważna różnica fizyczna częstokroć bywa przeoczana.

Pomyślmy sobie pręt, dźwigający na lewym końcu ładunek elektryczny lub magnetyczny dodatni, na prawym zaś — ujemny. Linje polaryzacji elektrycznej przebiegają zarówno w samym pręcie, jak nazewnątrz niego od ładunku elektrycznego dodatniego do ujemnego. Linje indukcji magnetycznej natomiast uważamy zawsze za krzywe zamknięte i przyjmujemy, konwencjonalnie, że biegną nazewnątrz pręta od końca, czyli bieguna, dodatniego do ujemnego, a więc wewnątrz pręta od bieguna ujemnego do dodatniego. Wewnątrz ciała magnetycznego linje indukcji biegną w kierunku przeciwnym do linji natężenia magnetycznego, które przebiegają zawsze w kierunku, w którym poruszałby się biegun dodatni, t. j. od + do −, czyli od północnego do południowego bieguna pręta.

Jeżeli chodzi o indukcję magnetyczną w pręcie żelaznym, umieszczonym w polu magnetycznym, różnica ta między natężeniem elektrycznym a magnetycznym jest nieważna; faktycznego bowiem natężenia magnetycznego wewnątrz pręta obserwować nie możemy; musielibyśmy wywiercić w nim otwór, aby umieścić tam narzędzie miernicze. Różnica ta staje się atoli ważną, kiedy chodzi o obwód prądu elektrycznego. Obwód płaski, naprzykład, jest co do skutku magnetycznego równoważny nieskończenie cienkiemu magnesowi; przestrzeń, któraby odpowiadała wnętrzu pręta namagnesowanego, posiada znikomą objętość: jest zawarta między dwiema pomyślanemi płaszczyznami, z których każda zlewa się z płaszczyzną obwodu. Pomimo to przy rozważaniu kierunku indukcji magnetycznej musimy wziąć ją w rachubę.

Niechaj kierunek prądu będzie taki, że biegun dodatni (północny) poruszałby się od lewej strony ku prawej przez obwód i z powrotem, od prawej ku lewej, nazewnątrz obwodu; wówczas wewnątrz obwodu natężenie magnetyczne będzie zwrócone od lewej strony ku prawej. Otóż, według konwencji, w dziedzinie tej indukcja magnetyczna, jako przeciwna co do kierunku względem natężenia magnetycznego, będzie zwrócona od prawej ręki ku lewej.

Jeżeli obwód taki, w którym nie płynie jeszcze prąd, wprowadzimy między bieguny magnesu, tak iż biegun dodatni znajdzie się na lewo, kierunek indukcji magnetycznej, odpowiadają-

cej prądowi wzbudzonemu w obwodzie, będzie, według prawa Lenza, przeciwny względem pola wzbudzającego, a więc zwrócony na lewo, gdy tymczasem natężenie magnetyczne przynależne prądowi wzbudzonemu będzie, w płaszczyźnie obwodu, zwrócone na prawo, czyli zgodnie z natężeniem pola wzbudzającego. Obwód stanie się tedy równoważnym cienkiemu magnesowi [t. j. cienkiej warstwie magnetycznej] o biegunie dodatnim zwróconym na lewo, t. j. wprost naprzeciw bieguna dodatniego magnesu zewnętrznego; innemi słowy, obwód zachowywać się będzie, jak ciało diamagnetyczne.

Uważałem za stosowne wpleść tu powyższe objaśnienia (chociaż treść ich jest zawarta we wszystkich podręcznikach), dlatego że uczącym się bywa czasami trudno zrozumieć, w jaki sposób teorja maxwellowska diamagnetyzmu może być słuszna, skoro natężenie magnetyczne wewnątrz ciała diamagnetycznego posiada t e n s a m kierunek, co natężenie pola wzbudzającego.

Bibljografja do rozdziału IV.

Co do poglądów Webera i Maxwella na magnetyzm wzbudzony patrz Maxwell: Treatise, tom II., rozdz. XXII.

Teorję elektronową magnetyzmu podał przedewszystkim Larmor, Phil. Trans. 1897, str. 286—289, a następnie rozwinął bardziej szczegółowo Langevin, Ann. Chim. et Phys., maj 1905.

ROZDZIAŁ V.

DZIAŁANIE MAGNETYZMU NA ŚWIATŁO*.

Zjawisko Faradaya.

1. Faraday spostrzegł, że, jeżeli pęczek promieni świetlnych, prostolinijnie spolaryzowanych, przechodzi przez pewne ciała wzdłuż linji silnego pola magnetycznego, płaszczyzna polaryzacji wynurzającego się światła jest inna, niż światła padającego. Kierunek tego s k r ę c e n i a płaszczyzny polaryzacji zależy, w danej substancji, jedynie od kierunku pola, nie zaś od kierunku, w którym biegnie światło, tak iż, jeżeli promień spolaryzowany prostolinijnie, po przebyciu pola w jednym kierunku, zostaje odbity i przebywa ponownie całą swą drogę wstecz, skręcenie płaszczyzny polaryzacji podwaja się. Cecha ta pozwala natychmiast odróżnić skręcenie magnetyczne od skręcenia „naturalnego“, jakiego doznaje płaszczyzna polaryzacji np. w kwarcu lub w rozczynie cukru trzcinowego; odwracając bowiem kierunek propagacji światła w takich, „naturalnie skręcających“ ciałach, otrzymujemy skręcenie odwrotne: jeżeli światło przebiega w nich w jednym kierunku i z powrotem, jego płaszczyzna polaryzacji wraca do swego położenia pierwotnego.

Odkrycie tego zjawiska było wynikiem długich poszukiwań Faradaya, który pragnął wykazać pewien wpływ magnetyzacji na światło; znalazszy jednak ten wpływ, Faraday nie mógł za pomocą swej teorji zdać zeń sprawy. Istotnie, na zadowalające wyjaśnienie nie zdobyto się aż do powstania teorji elektronowej; Maxwell podjął wprawdzie to zagadnienie, lecz musiał przyznać, że jego teorja elektromagnetyczna (identyczna co do wszystkich

* W rozdziale tym założymy wogóle (chyba, że wymienimy wyraźnie założenie przeciwne), że ośrodki rozważane są diamagnetyczne, jak znaczna większość ciał tak zwanych „nie-magnetycznych“.

założeń fizycznych z faradayowską) nie mogła mu sprostać. Wyjaśnienie oparte na teorji elektronowej stanie się zrozumialszym, jeżeli rozważymy nasamprzód pewne zjawisko odkryte o wiele później od faradayowskiego, mianowicie zjawisko Zeemana.

Zasada zjawiska Zeemana.

2. W rozdziale III. doszliśmy do wniosku, że widmo emisyjne danego ciała składa się z szeregu zakłóceń elektromagnetycznych wywołanych przez drgania elektronów związanych, zawartych w atomach tego ciała, że każda linja widma odpowiada drganiu pewnego szczególnego elektronu w każdym atomie i że okres drgania świetlnego w tej linji jest identyczny z okresem drgań elektronu wysyłającego. Ponieważ, według założenia, drgania elektronu są prostopadłe do kierunku propagacji światła, przeto elektron krążący po orbicie kołowej, prostopadłej do kierunku zewnętrznego pola magnetycznego, wysyła w tym właśnie kierunku światło kołowo spolaryzowane.

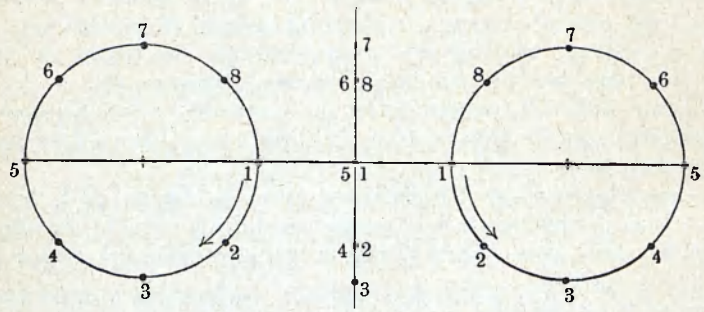
Lecz dopiero co widzieliśmy (w § 5. rozdz. IV.), że okres [czas obiegu] elektronu krążącego po takiej orbicie zmienia się pod wpływem pola: jeżeli krążenie jest zegarowe, okres zmniejszy się o $-\frac{H\varepsilon T^2}{4\pi m V^2}$, jeżeli jest wprost przeciwne, należy zmienić znak wyrazu $-\frac{H\varepsilon v}{r' V^2}$ we wzorze (2), tak iż okres zwiększy się o $-\frac{H\varepsilon T^2}{4\pi m V^2}$.

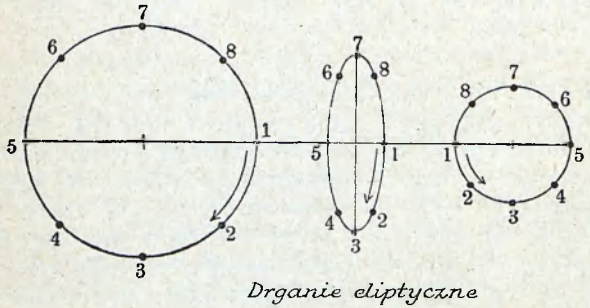
Ponieważ ciało nie jest paramagnetyczne [patrz uwagę w ostatnim odsyłaczu], osie orbit będą rozmieszczone we wszelkich możliwych kierunkach. W niektórych orbitach krążenie elektronu będzie zegarowe, w innych, mających przypadkiem położenie odwrócone, krążenie będzie przeciw-zegarowe. W braku pola magnetycznego okresy jednych i drugich elektronów będą jednakowe; w obecności natomiast pola okresy ich będą zmienione w kierunkach wręcz przeciwnych; okres pierwszych zmniejszy się o $-\frac{H\varepsilon T^2}{4\pi m V^2}$, okres drugich zwiększy się o tę samą ilość. Jeżeli T_0 jest okresem elektronów w nieobecności pola magnetycznego, zaś T_c, T_a* okresami elektronów o krążeniu zegarowym, względnie przeciw-zegarowym w polu magnetycznym, mamy:

* Wskaźniki c, a są inicjałami terminów angielskich *clockwise* i *anticlockwise*. Przyp. tłum.

$$T_c - T_a = + \frac{H\varepsilon T_0^2}{2\pi m V^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (1).$$

Obserwując więc widmo emisyjne ciała w kierunku pola magnetycznego, zamiast linji pojedyńczej powinniśmy zobaczyć dwie różne linje, mianowicie, o okresach drgań różniących się od siebie o $\frac{H\varepsilon T_0^2}{2\pi m V^2}$; nadto w jednej z nich światło będzie spolaryzowane kołowo w jednym, w drugiej — w przeciwnym kierunku.





Rys. 12.

Powyżej uwzględniliśmy wprawdzie tylko szczególny przypadek elektronów krążących po orbitach kołowych, prostopadłych do kierunku pola; mogliśmy to jednak uczynić bez uszczerbku dla ogólności naszych wyników. Powszechnie wiadomo, że wszelkie drganie harmoniczne uważać można za wypadkową dwuch spół-

czesnych drgań kołowych o jednakowych okresach i odpowiednio dobranych amplitudach i fazach. Tak np. (rys. 12.) drganie prostolinijne uważać można za wypadkową dwuch drgań kołowych o amplitudach jednakowych i o kierunkach wręcz przeciwnych, drganie zaś eliptyczne złożyć się daje z dwuch wręcz przeciwnych drgań kołowych o różnych amplitudach. Całe światło wysyłane w kierunku pola magnetycznego pochodzi od drgań elektronów w płaszczyźnie do kierunku tego prostopadłej; wszelkie drgania w tej płaszczyźnie uważać można za złożone z drgań kołowych w tejże płaszczyźnie, widzieliśmy zaś przed chwilą, że okres takich drgań kołowych zmienia się pod działaniem pola magnetycznego w sposób zależny od kierunku krążenia. Z pełnej dyskusji dynamicznej okazałoby się, że dzięki tej różnicy okresów, zależnej od kierunku krążenia, wszelkie drgania rozszczepią się w spektroskopie istotnie na swe składowe spolaryzowane kołowo. Badając widmo w kierunku pola, zamiast każdej linji niespolaryzowanej zobaczymy dwie linje spolaryzowane kołowo [w jednym i drugim kierunku], a odstęp między niemi będzie określony przez wzór (1).

Z kolei rozważmy światło wysyłane w kierunku prostopadłym do pola magnetycznego. Drgania świetlne, a więc też odpowiednie drgania elektronów wysyłających, odbywają się w tym przypadku w płaszczyźnie zawierającej kierunek pola magnetycznego i linję widzenia, do której są prostopadłe; możemy je więc zawsze rozłożyć na dwie składowe prostokątne: jedną w kierunku pola, drugą prostopadłą do pola (i do linji widzenia). Lecz ruch cząstki elektrycznej w kierunku pola magnetycznego nie zmienia się dzięki temu polu (str. 19.); składowa więc drgania wzięta w kierunku pola nie dozna żadnej zmiany i zachowa swój okres pierwotny T_0. Ponieważ płaszczyzna polaryzacji jest wogóle prostopadła do natężenia elektrycznego w fali, przeto płaszczyzna polaryzacji tej składowej drgania będzie prostopadła do pola magnetycznego. Drugą składową drgania, prostopadłą do kierunku pola, uważać można za jedno ze wspomnianych drgań kołowych, widziane w profilu z punktu położonego we własnej jego płaszczyźnie. Okres tego drgania zmieni się pod wpływem pola magnetycznego, mianowicie, zwiększy się lub zmniejszy o $-\frac{HeT_0^2}{4\pi m V^2}$, zależnie od kierunku obiegu odpowiedniej orbity kołowej.

Badając więc światło wysyłane w kierunku prostopadłym do pola, zamiast jednej linji światła niespolaryzowanego otrzymamy trzy linje: (1) centralną, o tym samym okresie, co pierwotna, lecz spolaryzowaną prostolinijnie w płaszczyźnie prostopadłej do pola, (2) i (3) dwie linje, spolaryzowane prostolinijnie i prostopadle do linji centralnej, o okresach różniących się od okresu (T_0) linji centralnej o

$$\pm \frac{HeT_0^2}{4\pi m V^2}.$$

Zjawisko Zeemana.

3. Już Faraday starał się dostrzec zmianę widma ciała pod wpływem pola magnetycznego, co jednak nie powiodło mu się, ponieważ spektroskop jego i magnesy były za słabe. Pierwszy wynik dodatni otrzymał w r. 1896 Zeeman w Amsterdamie; spostrzegł on mianowicie, że linje D sodu rozszerzały się, ilekroć źródło światła umieszczano między biegunami potężnego magnesu; po bliższym zaś zbadaniu rzeczy przekonał się, że linje nietylko się rozszerzały, lecz i rozszczepiały na kilka składowych, spolaryzowanych w różnych płaszczyznach.

Zjawiska dostrzegane nie są naogół tak proste, jak te, które przepowiedziećby można na mocy wywodów ostatniego paragrafu. W kilku przypadkach, zwłaszcza dla czerwonej linji kadmu, otrzymujemy istotnie ów prosty tryplet, o drganiach linji centralnej równoległych do linji pola i drganiach linji bocznych prostopadłych do tego kierunku, względnie dublet o składowych spolaryzowanych kołowo w kierunkach wprost przeciwnych — zależnie od tego, czy rozpatrujemy widmo prostopadle do pola magnetycznego, czy też w kierunku pola. W większości jednak przypadków rozszczepienie linji widma jest bardziej zawiłe. Tak np. jedna z linji sodowych D rozszczepia się na cztery linje, z których dwie, mianowicie, zastępują jedyną linję centralną; druga zaś linja D daje sekstet; jedna z linji rtęciowych rozszczepia się w polu magnetycznym aż na trzynaście składowych. Liczba składowych, na które rozszczepić można daną linję, zależy, jak się zdaje, od natężenia pola oraz od zdolności rozszczepiającej spektroskopu i nie posiada może żadnej określonej granicy.

Pod pewnym atoli względem obserwacje zupełnie zgadzają się z przepowiedniami. Linje obserwowane pod kątem prostym

do kierunku pola dają zawsze składowe spolaryzowane prostolinijnie, przyczym (za wyjątkiem kilku tylko przypadków, które dadzą się może specjalnie wytłumaczyć) składowe wewnętrzne są spolaryzowane prostopadle do pola, składowe zaś zewnętrzne prostopadle do tamtych; natomiast linje obserwowane w kierunku pola rozszczepiają się zawsze na składowe spolaryzowane kołowo w kierunkach względem siebie przeciwnych. Pomimo więc wspomnianych niezgodności trudno wątpić o słuszności zasadniczej naszkicowanego powyżej wyjaśnienia, danego przez Lorentza niebawem po ogłoszeniu odkryć Zeemana. Prostotę zjawiska zakłócają zresztą pewne dwa czynniki, których nie wzięliśmy w rachubę. Przedewszystkim piękne prace Michelsona nad budową linji spektralnych dowiodły, że większości tych linji nie odpowiadają drgania proste harmoniczne, lecz drgania zawilsze; te zaś linje (jak np. najlepiej pod tym względem znana czerwona linja kadmu), które według badań Michelsona zbliżają się bardzo do typu prosto-harmonicznego, dają też istotnie zjawisko Zeemana w najprostszej postaci. Po drugie, działanie, które uwzględniliśmy w rachunku, prawdopodobnie nie stanowi jeszcze całego skutku pola magnetycznego. Zmiany wywołane w orbitach sąsiednich mogą zmieniać siły utrzymujące dany elektron w jego orbicie; jeżeli zmiany te zależą od kierunku krążenia elektronu po orbicie, otrzymać powinniśmy dalsze jeszcze rozszczepienie linji, a to z wyłuszczonych już powodów. Takiemu działaniu wtórnemu pola przypisać może należy rozszczepienie składowej centralnej, które zauważono w przypadku pierwszej ze wspomnianych linji D sodu.

Najgodniejsza wszakże uwagi cecha zjawiska Zeemana kojarzy się z wielkością rozszczepienia, czyli (wielkością) odstępu pomiędzy składowemi. Ze wzoru (1) mamy

$$T_c - T_a = + \frac{HeT_0^2}{2\pi m V^2},$$

czyli, wobec $\lambda = VT$,

$$\frac{\lambda_c - \lambda_a}{\lambda_0^2 H} = + \frac{\varepsilon}{m} \frac{1}{2\pi V^3} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (2),$$

gdzie λ_c, λ_a, λ_0 są długościami fal, odpowiadającemi (w próżni) okresom drgań świetlnych T_c, T_a, T_0. Wielkość $\frac{\lambda_c - \lambda_a}{\lambda_0^2 H}$ jest tedy proporcjonalna do stosunku (ε/m), ładunku do masy elektro-

nu. Z pomiarów dokonanych na najbardziej odległych składowych linji okazało się, że wartość tej wielkości jest z bardzo dobrym przybliżeniem jednakowa dla wszystkich linji spektralnych, czy to jednego, czy też różnych pierwiastków chemicznych, i że dla słabiej rozszczepionych linji wielkość ta równa się prostej podwielokrotności [t. j. $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$ i t. p.] tejże wartości wzorcowej. Spostrzeżenie to posiada doniosłe znaczenie. Poprzednio już, opierając się na zjawiskach elektrolitycznych, założyliśmy, że ładunki wszystkich elektronów są jednakowe; jeżeli więc wartość ε/m jest jednakowa dla elektronów zawartych we wszystkich pierwiastkach, elektrony te muszą posiadać jednakowe masy*. Ponieważ ładunek i masa są jedynemi atrybutami fizycznemi, które wypadnie nam przypisać elektronom, możemy powiedzieć, że elektrony wszystkich pierwiastków chemicznych, których drgania stanowią źródło linji spektralnych, są co do wszystkich swych cech identyczne; innemi słowy, elektrony są wspólnemi składnikami wszystkich ciał.

Za pomocą odpowiednich środków optycznych stwierdzić można kierunki krążenia dla drgań świetlnych kołowo spolaryzowanych. Tym sposobem przekonano się, że kierunkowi „zegarowemu“ drgania kołowego odpowiada okres krótszy, niż przeciw-zegarowemu. Z (1) wynika przeto, że wyraz $+\frac{H\varepsilon T_0^2}{2\pi m V^2}$ jest ujemny. Ponieważ zaś wszystkie wielkości, występujące w tym wyrazie, z wyjątkiem ε, są dodatnie (gdyż H ma oznaczać wartość bezwzględną natężenia magnetycznego), więc ε musi być ujemne, t. j. elektrony są naładowane ujemnie.

Ładunek i masa elektronu.

4. Dalej, z (2) obliczyć możemy wartość stosunku ε/m, albowiem λ_c, λ_a, λ_0 i H dają się zmierzyć, wartość zaś V jest znana. Tak naprz. w polu magnetycznym $H = 10000$ C G S jednostek elektromagnetycznych (gaussów), czyli 3×10^{14} jednostek elektrostatycznych, jedna z linji sodowych D, o długości fali $5{\cdot}9 \times 10^{-5}$ cm., rozszczepia się na składowe, z których dwie skrajne różnią się co do długości fali o $3{\cdot}13 \times 10^{-9}$ cm. Mamy więc według (2):

* Zauważmy tu, że zjawiania się linji składowych o odległości mniejszej od wzorcowej nie można wytłumaczyć za pomocą działania elektronów o większej masie; w braku bowiem pola magnetycznego składowe te zlewają się w jedną linję.

$$\varepsilon/m = \frac{\lambda_c - \lambda_a}{\lambda_0^2 H} 2\pi V^3 = \frac{3{\cdot}13 \times 10^{-9}}{(5{\cdot}9)^2 \times 10^{-10}} \cdot \frac{2\pi \times (3 \times 10^{10})^3}{3 \times 10^{14}},$$

t. j. w okrągłych liczbach: $\varepsilon/m = 5{\cdot}1 \times 10^{17}$.*

W rozdziale II. przytoczyliśmy powody, dla których przypuszczono, że ładunek (ε) elektronu jest ten sam, co jednowartościowego jonu elektrolitycznego, t. j. $3{\cdot}4 \times 10^{-10}$. Jeżeli przypuszczenie to jest słuszne, możemy z powyższej wartości stosunku ε/m obliczyć masę (m) elektronu; nasamprzód jednak zbadajmy, czy owa wartość ładunku zgadza się z dostępnemi dla nas danemi liczebnemi.

Widzieliśmy na str. 58., że dyspersja światła w ośrodku, w którym wszystkie w grę wchodzące elektrony posiadają ten sam okres drgań swobodnych, daje się wyrazić przez wzór (16), t. j. przez

$$n^2 = 1 + \frac{N\varepsilon^2}{\pi m\left(\frac{1}{p^2} - \frac{1}{T^2}\right)}.$$

Przekonano się, że prosty ten wzór, w którym jeden tylko okres naturalny (p) wzięto w rachubę, wyraża bardzo dokładnie dyspersję lekkich bezbarwnych gazów. Rozważmy, dla przykładu, chociażby wodór. Ponieważ wszystkie elektrony wodoru mają, według założenia, jednakowy okres swobodny i ponieważ wszystkie atomy pierwiastka są identyczne, nasuwa się sam przez się domysł, że każdy z tych atomów zawiera po jednym i tylko po jednym elektronie. (Pamiętajmy, że obchodzą nas tu jedynie te elektrony, które wpływają na dyspersję, czyli krótko: elektrony dyspersyjne. Uwaga ta jest niezbędna ze względu na pewne roztrząsania, które podejmiemy w jednym z późniejszych rozdziałów.) Założymy tedy, że liczba N elektronów na jednostkę objętości rozważanego gazu równa się liczbie atomów na jednostkę objętości tegoż gazu.

Zmierzywszy wartości n_1, n_2 spółczynnika załamania dla światła o długości fali λ_1, względnie λ_2, możemy ze wzoru powyższego wyrugować p; pamiętając mianowicie, że

* Gdzie ε jest wzięte w jednostkach elektrostatycznych, jak w całej tej książce. W jednostkach elektromagnetycznych byłoby

$$\varepsilon/m = 1{\cdot}7 \times 10^7.$$

$$\lambda_1 = VT_1 \text{ oraz } \lambda_2 = VT_2,$$

otrzymamy:

$$\frac{(n_1^2-1)(n_2^2-1)}{n_1^2-n_2^2}\left(\frac{1}{\lambda_1^2}-\frac{1}{\lambda_2^2}\right)=\frac{N\varepsilon^2}{\pi m V^2} \quad \ldots\ldots\ldots (3).$$

Pomiary Kettelera nad dyspersją wodoru dają:

$$n = 1{\cdot}00014217 \text{ dla } \lambda = 6867\times10^{-8}$$
$$n = 1{\cdot}00014294 \text{ dla } \lambda = 5893\times10^{-8}$$
$$n = 1{\cdot}00014554 \text{ dla } \lambda = 4308\times10^{-8}.$$

Biorąc dwie pierwsze obserwacje, otrzymujemy

$$\frac{N\varepsilon^2}{V^2\pi m} = 3{\cdot}08\times10^6,$$

z drugiej zaś i trzeciej mamy

$$\frac{N\varepsilon^2}{V^2\pi m} = 3{\cdot}20\times10^6;$$

biorąc przeciętną tych dwuch liczb, możemy przyjąć

$$\frac{N\varepsilon^2}{V^2\pi m} = 3{\cdot}14\times10^6.$$

Ponieważ zaś $\varepsilon/m = 5{\cdot}1\times10^{17}$,

więc $$N\varepsilon = \frac{\pi\times3{\cdot}14\times10^6\times9\times10^{20}}{5{\cdot}1\times10^{17}} = 1{\cdot}74\times10^{10}.$$

Otóż przy elektrolizie 1 kulomb, czyli 3×10^{10} jednostek elektrostatycznych elektryczności, wydziela 1·23 cm.³ wodoru. Jeżeli więc E jest ładunkiem jonu wodorowego, N zaś liczbą atomów w 1 cm.³, mamy

$$1{\cdot}23NE = 3\times10^{10},$$

czyli $$NE = 2{\cdot}44\times10^{10},$$

tak iż byłoby: $$\frac{\varepsilon}{E} = 0{\cdot}7.$$

Przyjęliśmy na wstępie $E=\varepsilon$. Gdybyśmy co do wartości ε nie posiadali żadnych innych danych doświadczalnych, powyżej obli-

czona wartość (0·7) nie upoważniałaby nas może do przyjęcia raczej $\varepsilon = E$, niż np. $\varepsilon = \frac{1}{2}E$. W miarę jednak posuwania się naprzód w wykładzie naszym nagromadzimy dalszy materjał przemawiający za równością ładunków elektronowych i jonowych: $\varepsilon = E$, co też odtąd już uważać będziemy za stwierdzone raz na zawsze. Bądź co bądź, liczb wyprowadzonych z faktów elektrolizy i optyki bynajmniej nie można uważać za sprzeczne z tym założeniem, zwłaszcza jeżeli uwzględnimy niepewność naszych danych.

Możemy teraz ocenić masę elektronu; opierając się mianowicie na liczbach

$$\varepsilon/m = 5{\cdot}1 \times 10^{17}, \quad \varepsilon = 3{\cdot}4 \times 10^{-10},$$

mamy

$$m = 6{\cdot}7 \times 10^{-28}.$$

Masa atomu wodoru, która daje się wyprowadzić z dopiero co przytoczonych danych elektrolitycznych, równa się, w okrągłych liczbach, $1{\cdot}1 \times 10^{-24}$. Masa elektronu stanowi więc tylko $\frac{1}{1640}$ masy atomu wodoru; doszliśmy tedy do wniosku, że elektrony posiadają o wiele mniejszą masę, niż najlżejszy atom. Zbytecznym byłoby chyba podkreślać doniosłość tego wniosku, zwłaszcza w związku ze zdobytym już poprzednio, że, mianowicie elektrony są wspólnemi składnikami wszystkich ciał.

Prosty sposób obserwowania zjawiska Zeemana.

5. Pewna metoda obserwowania zjawiska Zeemana bez skomplikowanych narzędzi ilustruje tak dobrze zasady teorji optycznej, iż warto tu o niej wspomnieć. Płomień nasycony sodem umieszczamy między biegunami potężnego elektromagnesu; przed tym płomieniem i nazewnątrz pola znajduje się płomień, również nasycony sodem, lecz mniej jasny, oko zaś zajmuje takie położenie, iż drugi płomień widzimy na tle pierwszego. Otóż każde ciało pochłania drgania tegoż okresu, co wysyła; drugi przeto płomień pochłania promienie sodu zawartego w pierwszym płomieniu; ponieważ zaś, jako mniej jasny, wysyła mniej promieni, niż pierwszy, pochłania ostatecznie więcej, niż wysyła, a dzięki temu wydaje się ciemnym na jasnym tle pierwszego. Gdy jednak przepuścimy prąd przez zwoje elektromagnesu, okres drgań wysyłanych przez pierwszy płomień zmieni się dzięki polu magnetycznemu, tak iż promienie jego nie zostaną już pochłonięte przez drugi płomień, i cała powierzchnia pierwszego płomienia będzie jasno przeświecała przez drugi.

Promieniowanie orbit elektronowych.

6. Musimy omówić tu pewną jeszcze sprawę, która nie uszła zapewne uwagi czytelnika. W celu wyjaśnienia diamagnetyzmu różnych ciał, przypuściliśmy, że w atomach ich zawarte są elektrony krążące po orbitach, a w myśl wyłożonej teorji optycznej emisja światła polegać ma na krążeniu lub innych drganiach elektronów. Dlaczegóż więc wszystkie ciała nie wysyłają światła ustawicznie? Otóż nie założyliśmy, że elektrony krążące, od których zależą własności magnetyczne ciała, są identyczne z elektronami wysyłającemi światło, a w dalszym zresztą ciągu zobaczymy, że, jeżeli zamiast jednego krąży kilka elektronów, jeden za drugim, po tej samej orbicie, natężenie promieniowania całego obwodu zmniejsza się znacznie. Jeżeli więc założymy, że obwody dające początek magnetyzmowi składają się ze znacznej liczby elektronów krążących ustawicznie jeden za drugim po tej samej orbicie, że natomiast emisja światła ma źródło w drganiach odosobnionych elektronów, które czasowo są wytrącone z położeń równowagi, trudność powyższa zniknie. Bądź co bądź jednak owe obwody trwałe muszą wysyłać pewne promienie, acz bardzo słabe. Okres zresztą odpowiednich drgań jest prawdopodobnie o tyle krótszy od okresu światła widzialnego, że nie można ich odkryć żadną ze zwykłych metod optycznych i że nie wywierają one żadnego wpływu dostrzegalnego na spółczynnik załamania ciała. Pomimo to musimy pamiętać o istnieniu tych obwodów, ponieważ odgrywają one prawdopodobnie ważną rolę w zjawiskach dotychczas nierozważonych.

Zasada zjawiska Faradaya.

7. Możemy już obecnie zająć się zjawiskiem Faradaya, t. j. wyżej wspomnianym skręceniem płaszczyzny polaryzacji światła prostolinijnie spolaryzowanego, przechodzącego przez ośrodek materjalny wzdłuż linji pola magnetycznego.

Widzieliśmy w rozdziale III., że na prędkość światła w jakimkolwiek ośrodku wpływają drgania wymuszone elektronów związanych i że prędkość ta zależy w sposób istotny od stosunku okresów drgań swobodnych do okresu drgań wymuszonych, czyli do okresu światła padającego. Otóż falę prostolinijnie spolaryzowaną można uważać za wypadkową dwuch fal spolaryzowanych kołowo, w kierunkach wprost przeciwnych i o amplitudach jednakowych. Gdy fala taka padnie na ośrodek, w którym panuje pole magnetyczne, każda z jej składowych wzbudzi drgania wymuszone: składowa o kierunku zegarowym — zegarowe,

druga — przeciwzegarowe. Lecz widzieliśmy, że okres naturalny drgań o kierunku zegarowym jest różny od okresu drgań przeciwzegarowych; wpływ więc drgań wymuszonych na prędkość tych dwuch kołowo spolaryzowanych składowych światła padającego będzie różny. Jeżeli uwzględnimy jeden tylko rodzaj elektronów, tak iż ośrodkowi niezakłóconemu przysługiwałby tylko jeden okres swobodny, otrzymamy według wzoru (16), str. 58.:

$$n_c^2 = 1 + \frac{N\varepsilon^2}{\pi m\left(\frac{1}{T_c^2} - \frac{1}{T^2}\right)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (4),$$

$$n_a^2 = 1 + \frac{N\varepsilon^2}{\pi m\left(\frac{1}{T_a^2} - \frac{1}{T^2}\right)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (5),$$

gdzie n_c, n_a są spółczynnikami załamania dla światła drgającego zegarowo, względnie przeciwzegarowo, T okresem światła padającego, T_a, T_c okresami swobodnemi drgań zegarowych i przeciwnych elektronu, posiadającego okres swobodny (niezakłócony) T_0. Dwie kołowo spolaryzowane składowe biec będą przez ośrodek z różnemi prędkościami v_c i v_a, a odpowiednie długości fali wyrażą się przez

$$\lambda_c = v_c T \quad \text{i} \quad \lambda_a = v_a T.$$

Jeżeli światło przenika przez płytę o grubości d, jedna składowa przebędzie drogę równającą się d/λ_c długościom fali, druga zaś d/λ_a. Lecz różnica dróg równa jednej długości fali odpowiada różnicy fazy drgań 2π; różnica więc fazy, powstająca między dwiema składowemi podczas ich przejścia przez całą grubość płyty, będzie $2\pi d\left(\frac{1}{\lambda_c} - \frac{1}{\lambda_a}\right)$. Łącząc znowu te kołowo spolaryzowane składowe przy wynurzeniu się z płyty, otrzymamy drganie prostolinijne, którego płaszczyzna polaryzacji, jak łatwo można dowieść*,

* Płaską falę spolaryzowaną, której drgania są równoległe do osi x, i wyrażają się przez $x = 2A\sin wt$, można rozłożyć na składowe kołowe, przeciwne co do kierunku krążenia:

$$1\begin{cases} x = A\sin wt \\ y = A\cos wt \end{cases} \quad \text{i} \quad 2\begin{cases} x = A\sin wt \\ y = -A\cos wt. \end{cases}$$

Jeżeli między 1 a 2 wprowadzimy różnicę fazy φ, otrzymamy

będzie nachylona względem płaszczyzny polaryzacji drgań padających o kąt

$$\delta = \tfrac{1}{2} \times 2\pi d\left(\frac{1}{\lambda_c} - \frac{1}{\lambda_a}\right) = \pi d\left(\frac{1}{\lambda_c} - \frac{1}{\lambda_a}\right) \quad \ldots\ldots\ldots (6).$$

Ponieważ $\lambda_c = v_c T$, $n_c = V/v_c$,

więc $\lambda_c = \dfrac{VT}{n_c}$ oraz $\lambda_a = \dfrac{VT}{n_a}$,

tak iż zamiast (6) można napisać:

$$\delta = \frac{\pi d}{VT}(n_a - n_c) = \frac{\pi d}{VT} \cdot \frac{n_a^2 - n_c^2}{n_a + n_c} = \frac{\pi d}{2nVT}(n_a^2 - n_c^2) \quad \ldots (7),$$

gdzie n jest spółczynnikiem załamania dla światła o okresie T w nieobecności pola magnetycznego.

Podstawiając wartości (4), (5), mamy tedy

$$\delta = \frac{\pi d}{2nVT} \cdot \frac{N\varepsilon^2}{\pi m}\left\{\frac{1}{\frac{1}{T_c^2} - \frac{1}{T^2}} - \frac{1}{\frac{1}{T_a^2} - \frac{1}{T^2}}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots (8),$$

$$= \frac{\pi d}{2nVT} \cdot \frac{N\varepsilon^2}{\pi m} \frac{T_c^2 - T_a^2}{\left(1 - \frac{T_c^2}{T^2}\right)\left(1 - \frac{T_a^2}{T^2}\right)} \quad \ldots\ldots\ldots (9).$$

Lecz $T_c + T_a = 2T_0$, a więc

$$\delta = \frac{\pi d}{2nVT} \cdot \frac{N\varepsilon^2}{\pi m} \cdot 2T_0 \frac{1}{\left(1 - \frac{T_c^2}{T^2}\right)\left(1 - \frac{T_a^2}{T^2}\right)} \cdot (T_c - T_a) \ldots . (10).$$

$x = A\sin(wt + \varphi)$ $\quad$ $x = A\sin wt$

$y = A\cos(wt + \varphi)$ $\quad$ $y = -A\cos wt$,

a składając je znowu, będziemy mieli falę prostolinijnie spolaryzowaną:

$$x = A\sin wt + A\sin(wt + \varphi) = 2A\sin\left(wt + \frac{\varphi}{2}\right)\cos\frac{\varphi}{2},$$

$$y = A\cos wt - A\cos(wt + \varphi) = 2A\sin\left(wt + \frac{\varphi}{2}\right)\sin\frac{\varphi}{2}.$$

Kąt więc skręcenia płaszczyzny polaryzacji będzie $\operatorname{arc\,tg}\left(\dfrac{y}{x}\right) = -\dfrac{\varphi}{2}$.

Według (1) byłoby $T_c - T_a = + \frac{H\varepsilon T_0^2}{2\pi m V^2}$.

Gdyśmy wszakże w rozdziale III. roztrząsali wpływ okresów naturalnych (swobodnych) na spółczynnik załamania, założyliśmy milcząco, że siły sprężyste, wyznaczające okresy swobodne, są niezależne od długości okresu drgań. Ze wzoru (1) atoli (str. 79.) widzimy, że część siły działającej na elektron, wyrażająca się przez $\frac{H\varepsilon v}{V^2}$, zależy od okresu drgania, tak iż wspomniane założenie (uczynione na str. 57.) nie jest usprawiedliwione. Głębsze rozważenie sprawy wykazałoby, że zamiast (1) powinniśmy napisać w równaniu (10):

$$T_c - T_a = \frac{H\varepsilon T_0^2}{2\pi m V^2} \cdot \frac{T_0}{T} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (11).$$

Tym sposobem otrzymamy ostatecznie

$$\delta = \frac{d}{2n(VT)^2} \cdot \frac{N\varepsilon^3 T_0^4/\pi m^2}{\left(1 - \frac{T_c^2}{T^2}\right)\left(1 - \frac{T_a^2}{T^2}\right)} \cdot \frac{H}{V} \quad \ldots\ldots\ldots (12).$$

Porównanie z doświadczeniem.

8. Zgodność powyższego wzoru z doświadczeniem jest zupełnie zadowalająca. Stwierdzono przedewszystkim, że skręcenie płaszczyzny polaryzacji jest proporcjonalne do grubości przeszytego ciała i do natężenia pola magnetycznego, zgodnie z przepowiednią; dostrzeżona zależność skręcenia od okresu światła padającego również zgadza się dobrze ze wzorem (12). Dalej, samo skręcenie zgadza się też co do rzędu wielkości z wynikami obserwacji. Korzystając z kilkakrotnie przytoczonego już wzoru (16), t. j. dla $p = T_0$:

$$n^2 - 1 = \frac{N\varepsilon^2 T_0^2}{\pi m\left(1 - \frac{T_0^2}{T^2}\right)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (13),$$

i pamiętając, że T_c i T_a równają się w przybliżeniu T_0, możemy według (12) napisać:

$$\delta = d\frac{H}{V}\frac{1}{2n(VT)^2}\frac{(n^2-1)^2\pi}{N\varepsilon}, \text{ w przybliżeniu.}$$

Podstawiając tu wartości znalezione doświadczalnie, otrzymamy dla skręcenia płaszczyzny polaryzacji żółtego światła sodowego przez wodór:

$$\delta = d\frac{H}{V}\cdot\frac{1}{2\times 1{\cdot}0001429\times(V\times 1{\cdot}96\times 10^{-15})^2}\cdot\frac{(2{\cdot}9\times 10^{-4})^2\pi}{1{\cdot}74\times 10^{10}}$$

$$= 2{\cdot}17\times 10^{-9} d\frac{H}{V}.$$

Otóż doświadczenia Becquerela i Du Bois'a dały dla skręcenia $1{\cdot}59\times 10^{-9} d\frac{H}{V}$, a więc wyraz nietylko proporcjonalny do dH/V, lecz o spółczynniku liczebnym tegoż rzędu, co we wzorze teoretycznym.

Ponieważ jedynemi wyrazami prawej strony równania (12), mogącemi zmieniać znak, są $\left(1-\frac{T_c^2}{T^2}\right)$ i $\left(1-\frac{T_a^2}{T}\right)$, kierunek skręcenia musi być jeden i ten sam dla wszelkich wartości T okresu światła padającego, chyba że T jest zawarte między T_c a T_a, t. j. chyba że okres światła padającego jest zawarty między okresami dwuch składowych drgania naturalnego. Odpowiednie doświadczenia są wprawdzie (ze względu na nader mały odstęp między składowemi) nadzwyczaj trudne; pomimo to jednak dostrzeżenia Schmaussa zdają się i pod tym względem potwierdzać teorję. Wood zaś dowiódł, że skręcenie posiada ten sam kierunek po jednej i drugiej stronie absorbcyjnego prążka sodu.

Co się tyczy kierunku skręcenia płaszczyzny polaryzacji wogóle, powinien on, oczywiście, zgadzać się z kierunkiem tej z dwuch kołowo spolaryzowanych składowych, która posiada krótszy okres. Ta bowiem dokona większej liczby drgań w przejściu przez ośrodek, niż druga; faza jej wyprzedzi fazę drugiej, a skoro je znowu złożymy, otrzymamy drgania wzdłuż linji, która względem pierwotnej skręciła się w kierunku fazy wyprzedzającej. Jak widzieliśmy na str. 90., krótszy okres przysługiwać będzie składowej o kierunku zegarowym, jeżeli ładunek elektronu jest ujemny, zaś składowej o kierunku przeciwzegarowym, jeżeli ładunek jest dodatni. Otóż z doświadczeń okazało się, że dla wszystkich ciał diamagnetycznych*, z wątpliwym wyjątkiem chlor-

* Teorja powyższa nie stosuje się do ciał paramagnetycznych, gdyż nie uwzględniliśmy zgoła zmian położenia orbity jako jednej ca-

ku tytanu, skręcenie zachodzi w kierunku „zegarowym“, t. j. w tym, w którym płynąć musi prąd, aby wytworzyć pole magnetyczne skręcające. Przyszliśmy tedy znowu do wniosku, że ładunek elektronów biorących zasadniczy udział w emisji i pochłanianiu światła posiada znak ujemny.

Światło widziane prostopadle do pola magnetycznego.

9. Drgania w promieniu świetlnym prostopadłym do pola zachodzą w płaszczyźnie zawierającej kierunek pola i są prostopadłe do kierunku propagacji. Na prędkość światła wpływają jedynie drgania wymuszone, wzbudzone w tej płaszczyźnie. Na str. 86. dowiedliśmy, że okres naturalny elektronów drgających w tej płaszczyźnie posiada różne wartości, zależnie od tego, czy elektrony drgają równolegle, czy też prostopadle do kierunku pola. Zgodnie więc z zasadami wyłożonemi w ostatnim paragrafie światło przechodzące przez ośrodek prostopadle do pola rozszczepi się na dwie części o różnych prędkościach propagacji: jedną drgającą równolegle, drugą prostopadle do kierunku pola, tak iż ich płaszczyzny polaryzacji będą do siebie prostopadłe. Taki jednak rozkład światła charakteryzuje kryształ podwójnie załamujący; istotnie też ośrodek nasz zachowuje się w polu magnetycznym, jak kryształ taki, mianowicie jednoosiowy, o osi zlewającej się z kierunkiem pola.

Rozdział tych dwuch promieni jest nadzwyczaj mały, chyba że okres użytego światła zbliża się bardzo do okresu swobodnego elektronów. Pomimo że odpowiednie badania doświadczalne są trudne, Voigtowi i Wiechertowi udało się dowieść, że zjawiska w parze sodu są w zupełnej zgodzie z przepowiedniami teorji.

Zjawisko Zeemana w linjach absorbcyjnych.

10. Zjawiska Faradaya i Zeemana dają się sprowadzić do bezpośredniego działania pola magnetycznego na okresy swobodne drgań elektronów. Lecz, jak widzieliśmy w rozdz. III., pochłanianie wyborcze (selektywne) zależy od tych samych okresów swobodnych; należy tedy oczekiwać, że pochłanianie światła również podlegać będzie wpływom pola magnetycznego i że linje absorbcyjne rozszczepią się i przesuną w ten sam sposób, jak linje widma emisyjnego. Linje, a raczej prążki absorbcyjne większości ciał są tak

łości. Pod tym względem ciała paramagnetyczne zaliczyć należy do jednej klasy z metalami magnetycznemi, które rozważymy w ciągu dalszym.

szerokie i zamglone, iż nie można zmierzyć dokładnie ich położenia i spostrzec rozszczepienia prążka na kilka składowych. Pewne jednak pierwiastki (i ich połączenia), zwłaszcza didym, dają prążki absorbcyjne tak ostre, iż możnaby wykryć na nich zmiany pod działaniem pola magnetycznego podobne do zmian widma emisyjnego, stanowiących pierwotne zjawisko Zeemana. Pomysłowe w tym kierunku doświadczenia podjął ostatnio J. Becquerel z kryształami zawierającemi didym, a dającemi ostre prążki absorbcyjne w widzialnej dziedzinie widma.

Naogół wyniki jego zgadzają się z przewidywaniami teoretycznemi. Jeżeli światło przechodzi przez kryształ w kierunku prostopadłym do pola magnetycznego, pojedyńczy prążek absorbcyjny rozszczepia się na trzy lub więcej składowych, z których jedne odpowiadają wyłączeniu światła spolaryzowanego w płaszczyźnie prostopadłej, drugie — równoległej do kierunku pola. Jeżeli zaś światło przechodzi w kierunku pola, prążek absorbcyjny rozpada się na parzystą liczbę składowych, które parami odpowiadają drganiom kołowym o kierunkach przeciwnych. Ilościowe wszakże stosunki rozdziału składowych nie objawiają już owych cech prostych, charakterystycznych dla pierwotnego zjawiska Zeemana. Ilości, które w razie stosowalności teorji zjawiska Zeemana powinnyby być proporcjonalne do ε/m, nie są stałe, ani też nie stanowią prostych podwielokrotności jakiejś jednej stałej; zdaje się, że niema żadnego prostego związku między odległościami składowych jednego i tego samego prążka absorbcyjnego, a tymbardziej składowych różnych prążków. Nadto badanie kierunku drgania kołowo spolaryzowanych składowych wykazało, że ε/m niezawsze nawet posiada ten sam znak.

Becquerel sam przypisuje tę zawiłość obecności w krysztale elektronów wielu różnych rodzajów, tak dodatnich, jak ujemnych; aby jednak doświadczenia jego pogodzić z innemi zjawiskami, nie należy chyba uciekać się aż do tak bohaterskiego przewrotu całej teorji elektronowej. Znacznie prostsze wyjaśnienie nasuwa nam fakt, że wielka ta zawiłość nie występuje w gazach i, o ile powyższa teorja zjawiska Faradaya jest poprawna, nie powinna też występować ani w bezpostaciowych (amorfnych) ciałach stałych, ani w cieczach, lecz tylko w kryształach.

Otóż w krysztale podwójnie załamującym, jakim posługiwał się Becquerel, spółczynnik załamania ma różne wartości, zależnie od orjentacji płaszczyzny polaryzacyjnej światła załamanego, czyli — według powyższej teorji — okresy swobodnych drgań elek-

tronów są różne, stosownie do tego, czy drgania zachodzą wzdłuż, czy też prostopadle do osi optycznej. Lecz w naszkicowanym powyżej wyjaśnieniu lorentzowskim zjawiska Zeemana założyliśmy milcząco, że okres drgań elektronu jest jednakowy dla wszelkich kierunków drgań; wyjaśnienie to nie daje się więc zastosować do kryształów podwójnie załamujących, tak iż niema żadnych powodów do przypuszczenia, aby w doświadczeniach Becquerela wyraz $\frac{\lambda_c - \lambda_a}{\lambda_0{}^2 H}$ miał być proporcjonalny do ε/m. Zaokrąglona teorja magneto-optyki, która obejmowałaby również kryształy, jest niemożliwa, dopóki nie posiadamy bliższych wiadomości co do istoty sił sprężystych, którym podlegają zawarte w takich ciałach elektrony; chwila zastanowienia wystarczy jednak, aby wykazać, że nieregularności, jakie spostrzegł Becquerel, muszą być normalnym skutkiem pola magnetycznego. Nadto zaznaczyć możemy, że, ponieważ prążki absorbcyjne didymu są o tyle ostrzejsze od prążków innych ciał, nieco inny prawdopodobnie jest też mechanizm, stanowiący ich źródło.

Zjawisko Kerra.

11. Jeżeli powyższe wyjaśnienie własności magnetycznych różnych ciał jest słuszne, wszystkie zjawiska optyczne, opisane dla ciał diamagnetycznych, powinny zachodzić też w ciałach paramagnetycznych; krążące bowiem elektrony, na których opiera się to wyjaśnienie, we wszystkich jednako znajdują się ciałach. Materjał doświadczalny w niczym nie sprzeciwia się takiemu wnioskowi, pewne jednak zmiany, właściwe metalom magnetycznym i znacznie silniejsze od skutków diamagnetycznych, uniemożliwiałyby dostrzegalność ostatnich, gdyby nawet zachodziły istotnie.

Ze zjawisk właściwych metalom magnetycznym najlepiej jest znane zjawisko Kerra. Roku 1877. Kerr spostrzegł, że płaszczyzna polaryzacji światła prostolinijnie spolaryzowanego skręca się przy odbiciu od wypolerowanej powierzchni bieguna magnesu*. Kierunek skręcenia jest wogóle ten, który nazwaliśmy poprzednio „zegarowym“, dla pewnych jednak, szczególnych ką-

* Światło prostolinijnie spolaryzowane polaryzuje się wogóle eliptycznie przy odbiciu od powierzchni metalu; jeżeli jednak płaszczyzna polaryzacji światła padającego zlewa się z płaszczyzną padania albo też jest do niej prostopadła, polaryzacja eliptyczna znika. Jedno właśnie z tych dwuch położeń miała płaszczyzna polaryzacji światła padającego we wszystkich doświadczeniach Kerra.

tów padania i nachyleń płaszczyzny polaryzacji do kierunku namagnesowania skręcenie zachodzi w kierunku odwrotnym.

Do wyjaśnienia tych zjawisk teorja elektronowa wystarcza, lecz nie jest niezbędna. Przy należytych założeniach dotyczących granicy między metalem namagnesowanym a powietrzem wystarcza w tym celu najzupełniej teorja weberowska magnetyzmu w połączeniu z teorją elektromagnetyczną światła; na tej podstawie Drude i Goldhammer (1892) zdali zupełnie niemal sprawę z poczynionych obserwacji. Nieliczne zaś niezgodności, jakie jeszcze pozostały, nie dają się usunąć przy pomocy hipotez wprowadzonych w tym rozdziale. Zjawiska te przeto nie posiadają dla nas obecnie pierwszorzędnego znaczenia, a ponieważ metody matematyczne niezbędne do należytej ich dyskusji są po części zbyt trudne, po części zanadto rozwlekłe dla ram niniejszego dziełka, poprzestaniemy więc na zaznaczeniu ogólnych tylko stron fizycznych tego zagadnienia.

Widzieliśmy w rozdz. II., że w fali zakłócenia świetlnego zachodzą drgania perjodyczne siły magnetycznej i siły elektrycznej. Dalej, okazaliśmy, że w metalu magnetycznym, poddanym wpływowi pola magnetycznego, rozsiane są orbity elektronowe, z których wychodzą linje indukcji w kierunku przeciwnym do linji pola. Natężenie elektryczne w fali świetlnej, działając na elektrony krążące, wzbudza w nich drgania wymuszone i wprawia całą orbitę w drgania w płaszczyźnie czoła fali, o okresie użytego światła. Lecz orbita unosi ze sobą linje indukcji, a ruch perjodyczny tych linji jest równoważny perjodycznej sile magnetycznej, posiadającej ten sam okres, co siła magnetyczna, panująca w fali dzięki ruchowi rurek Faradaya, wzdłuż których propaguje się światło.

Dodatkowe to natężenie magnetyczne, zupełnie tak samo jak dodatkowe natężenie elektryczne, odpowiadające ruchowi elektronów (patrz rozdz. III. § 5), wywołuje zmianę w prędkości światła; rozumując zaś podobnie, jak na str. 94. i n., można dowieść, że prędkość światła kołowo spolaryzowanego zależy od kierunku drgań kołowych. Wywnioskujemy stąd, jak w § 7., że ciało pod wpływem pola magnetycznego powinno skręcać płaszczyznę polaryzacji przechodzącego przez nie światła. Prawda, że metale magnetyczne są nader nieprzezroczyste; można jednak otrzymać tak cienkie ich warstwy, aby światło mogło przejść przez nie. Przekonano się właśnie, że skręcenie płaszczyzny polaryzacji światła przeszywającego żelazo „nasycone“ jest tak wielkie, iż wynosiło-

by 200000 stopni kątowych na centymetr, gdy tymczasem kąt ten dla najsilniej skręcającego ciała diamagnetycznego w polu najsilniejszym, jakim rozporządzamy, wynosi mniej, niż 10^0 na centymetr.

Zjawisko Kerra jest skutkiem tego skręcenia, lecz, gdybyśmy chcieli w przedmiot ten wniknąć głębiej, oddalilibyśmy się zbytnio od głównego celu naszego.

Kierunek skręcenia jest zegarowy dla samych metali magnetycznych, lecz wprost przeciwny w wielu ich solach. Kierunek skręcenia nie zależy wszakże, jak w metalach diamagnetycznych, tylko od znaku ładunku elektronowego, lecz również od gieometrycznych właściwości obwodów, w których elektrony krążą. Przy obecnym stanie wiedzy nic nie zyskalibyśmy przez budowanie kunsztownych co do tego przedmiotu hipotez.

Bibljografja do rozdziału V.

Zjawisko Faradaya. Faraday: Experimental Researches, tom III., §§ 2146—2309.

Zjawisko Kerra. Phil. Mag. (3), str. 321; 1877.

Zjawisko Zeemana. Pierwsza wzmianka o doświadczeniach Zeemana wykonanych w roku 1896 znajduje się w Proc. Amst. Acad. 1898. Patrz również Phil. Mag. XLIV. str. 55; 1897.

Teorję Lorentza magneto-optyki znajdzie czytelnik w najprzystępniejszej jej postaci w Rapports presentés au congrès international 1900, tom III., str. 1. W zmienionej nieco formie i opierając się na dziele Drudego, podał ją Wood w rozdz. XVII. Physical Optics. Podobną teorję wypracował bardzo szczegółowo Voigt.

Co do nowoczesnych metod spektroskopji, włącznie z obserwacją zjawiska Zeemana, polecam czytelnikowi dziełko Michelsona Light Waves and their uses (Chicago, 1903), które zawiera znakomity opis własnych prac autora.

Szczegółowe sprawozdanie prac nad zjawiskiem Zeemana mamy w Kaysera Handbuch der Spectroscopie.

ROZDZIAŁ VI.

PRZEWODNICTWO ELEKTRYCZNE I CIEPLNE.

Przewodnictwo elektrolityczne i metaliczne.

1. Przewodniki elektryczności można podzielić na dwie klasy: przewodniki elektrolityczne i metaliczne. W pierwszych przejściu prądu towarzyszą zmiany chemiczne substancji przewodnika, w drugich niema tych zmian.

Już od wielu lat przyjęto powszechnie teorję mechanizmu przewodzenia elektrolitycznego, według której prąd między elektrodami polega na ruchu cząstek naładowanych, pochodzących z elektrolitu, na ruchu, który zachodzi dzięki natężeniu elektrycznemu panującemu w obwodzie. Gdy te cząstki naładowane, czyli j o n y, przybywają do granicy elektrolitu [t. j. elektrody], oddają one swe ładunki i wydzielają się jako substancja nienaelektryzowana. Jony różnych rodzajów, t. j. obdarzone ładunkami przeciwnemi, gromadzą się na przeciwnych granicach elektrolitu [t. j. na elektrodach ujemnej i dodatniej, czyli na k a t o d z i e i a n o d z i e]. Teorja ta, w swej zwykłej, pierwotnej, postaci nie stara się nawet wyjaśnić, jak jony się ładują lub wyładowują; pytaniem tym zajmiemy się w późniejszym rozdziale, tymczasem zaś przyjmiemy teorję jonów, jako tłumaczącą w zadowalający sposób samo zjawisko przewodzenia elektrolitycznego.

Wielokrotnie już usiłowano zastosować podobną teorję do przewodzenia metalicznego, lecz do niedawna żaden z tych wysiłków nie był uwieńczony pomyślnym skutkiem. Trudność pochodziła z zupełnego braku śladów przenoszenia materji towarzyszącego przenoszeniu elektryczności. Każdy obwód prądu (z wyjątkiem tych, w których prąd powstaje przez zmianę indukcji magnetycznej) składać się musi z dwuch lub więcej części z róż-

nych materjałów, które mogą nie posiadać żadnego pierwiastka wspólnego, i musimy zgodzić się na jedno z dwojga, albo że cząstki przenoszące elektryczność mogą, albo też, że nie mogą przechodzić z jednego ciała (materjału) do drugiego. Każde z tych przypuszczeń pociąga za sobą poważne trudności. Jeżeli cząstki nie mogą przekraczać granic między różnemi przewodnikami metalicznemi, muszą się one gromadzić u tych granic; jeżeli nawet są identyczne z atomami ciała, w którym się poruszają, to gromadzenie się musi zmieniać rozmieszczenie masy przewodnika; jeżeli zaś składają się z jakiejś substancji różnej od reszty ciała, powinienby zachodzić pewnego rodzaju rozkład chemiczny. Najstaranniejsze atoli doświadczenia nad czystemi metalami lub stopami nie wykazały najmniejszych nawet śladów zmiany jakiejkolwiek z własności* przewodników metalicznych pod działaniem przepływającego przez nie prądu.

Jeżeli, z drugiej strony, założymy, że cząstki mogą przedostawać się swobodnie z jednego ciała do drugiego, powstaną nowe trudności. Wiadomo, że atomy i wszelakie grupy atomów różnych pierwiastków chemicznych posiadają własności charakterystycznie różne, tak iż niechybnie odkrylibyśmy w danym ciele obecność atomów obcego pierwiastka. Ponieważ własności ciał, tworzących obwód niejednorodny, nie zmieniają się dzięki przepływowi prądu, przeto, jeżeli elektryczność jest wogóle przenoszona przez jakieś cząstki, te, co do istoty swej, muszą być wspólne wszystkim pierwiastkom, a przynajmniej wszystkim tym, które składają się na przewodniki metaliczne.

Przed nastaniem hipotezy elektronowej wniosek taki obezwładniłby z konieczności każdą teorję, któraby doń prowadziła, — nie dlatego, aby istnienie składnika wspólnego wszystkim pierwiastkom miano uważać za niemożliwe, lecz dlatego, że nic o składniku takim nie wiedziano. Odkąd chyba wprowadzono pojęcie pierwiastka chemicznego, fizycy [i chemicy] żywili w głębi ducha przekonanie, że pierwiastki okażą się z czasem wieloma różnemi postaciami jednej tylko pra-substancji, a przekonanie to popierały fakty, które dały pochop hipotezie Prouta. Bez względu jednak na wszelkie argumenty, któreby przemawiały za istnieniem takiej pra-substancji, nic o własnościach jej nie było wiadome. Owszem, wszelkie dociekania chemiczne i fizyczne dążyły

* Z wyjątkiem tych, które zależą od wzrostu temperatury i znikają po przerwaniu prądu.

do uwydatnienia różnic między poszczególnemi pierwiastkami; wspólnego zaś składnika nie było ani śladu. Wszelka teorja przewodzenia prądu oparta na własnościach takiej substancji [prasubstancji] byłaby nieprzydatną, gdyż nie kojarzyłaby przewodzenia elektryczności z żadnym innym znanym zjawiskiem i nie dawałaby możności ustanowienia jakichkolwiek związków między przewodnictwem (czyli „zdolnością przewodzenia") a innemi właściwościami danego ciała.

Hipoteza elektronowa.

2. Obecnie jednak zarzut ten odparto. Dociekania nasze z dziedziny optyki i magnetyzmu przywiodły nas do przekonania, że ujemnie naładowane elektrony, sprawiające dyspersję światła, są co do ładunku i masy, a więc co do jedynych cech, które im przypisujemy, identyczne we wszystkich ciałach. Tu więc mamy cząstki (naładowane), co do których, nie narażając się na żadną z wyłuszczonych przed chwilą trudności, przypuścić możemy, że przeszywają granicę dzielącą jedno ciało od drugiego.

Aby wytłumaczyć przewodzenie metaliczne w głównych jego zarysach, niewiele trzeba dodać do hipotezy, że przewodniki metaliczne zawierają elektrony mogące poruszać się swobodnie, t. j. bez pokonywania sił sprężystych, pod działaniem pola elektrycznego. Ponieważ skutek magnetyczny prądu jest proporcjonalny do elektryczności przenoszonej w ciągu jednostki czasu, związek między prądem i (mierzonym przez swe skutki magnetyczne), liczbą elektronów N [na jednostkę objętości] i prędkością ich w kierunku prądu wyrazi się przez równanie

$$N\varepsilon v = i \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (1).$$

Pamiętać należy, że za kierunek prądu uważamy zawsze kierunek przenoszenia elektryczności dodatniej; ponieważ zaś elektrony, na których ruchu polegać mają zjawiska prądu, posiadają ładunek ujemny, przeto kierunek ich ruchu będzie wprost przeciwny kierunkowi prądu.

Wobec tego, że każda bryła metalowa jest, w swym zwykłym stanie, jako całość, elektrycznie obojętną, musi ona, oprócz elektronów ujemnych, zawierać jeszcze cząstki naelektryzowane dodatnio, których ładunek całkowity równa się i jest wprost przeciwny całkowitemu ładunkowi wszystkich elektronów. W poprzednim rozdziale widzieliśmy, że cząstki te [dodatnie] nie odgrywają żadnej ważnej roli w magneto-optyce; nic też nie mogliśmy dowiedzieć się o nich. Z powodów, które wyłuszczymy

w następnej części książki, założymy, że ładunki dodatnie są przyczepione do atomów metalu i nie biorą udziału w zjawiskach magneto-optycznych dlatego, że masa atomów jest bardzo wielka w porównaniu z masą elektronów ujemnych [tak iż cząstki dodatnie znacznie mniej są od elektronów ruchliwe]. Ponieważ wiemy już z poprzedniego paragrafu, że same atomy metalu nie uczestniczą w przenoszeniu elektryczności, ostatnie założenie zawiera w sobie pogląd, według którego cząstki naładowane dodatnio nie odgrywają żadnej roli w przewodzeniu metalicznym, tak iż — w tym rozdziale — możemy zapomnieć o ich istnieniu. (Patrz również rozdz. VII. § 5.)

Ruch cieplny elektronów.

3. Aby jednak otrzymać związek ilościowy między przewodnictwem metalu a własnościami zawartych w nim elektronów, musimy uczynić pewne dalsze założenia co do sposobu poruszania się elektronów w polu elektrycznym. Założenie ogólnie przyjęte zapożyczono od kinetycznej teorji gazów. Według teorji tej cząsteczki gazu i każdego zresztą ciała, które nie znajduje się przypadkiem na zerze temperatury bezwzględnej, są w ciągłym bezładnym ruchu, przeciętna zaś energja kinetyczna cząsteczek jest proporcjonalna do temperatury gazu mierzonej na skali bezwzględnej. Jeżeli gaz składa się z dwojakiego rodzaju cząsteczek, zachodzi tak zwane twierdzenie ekwipartycji energji, według którego przeciętna energja kinetyczna jest jednakowa dla obu rodzajów cząsteczek [to samo stosuje się wogóle do dowolnej liczby rodzajów cząsteczek]. Otóż elektrony, które mogą poruszać się swobodnie wśród roju cząsteczek metalu, są pod względem ekwipartycji równoważne wszelkim rodzajom zwykłych cząsteczek, tak iż przyjąć nam wypadnie, że przeciętna energja kinetyczna elektronów w bryle metalu, którą posiadają one dzięki bezładnemu ruchowi cieplnemu, równa się przeciętnej energji kinetycznej cząsteczek metalu.

Nie twierdzimy bynajmniej, aby przypuszczenie to było niewątpliwe lub chociażby tylko najprawdopodobniejsze z dających się pomyśleć. Że elektrony biorą wogóle udział w ruchu cieplnym cząsteczek metalu — oto wszystko właściwie, co koniecznie przypuścić musimy i co też będzie stwierdzone przez wynik ostateczny danego poniżej rachunku. W braku bardziej określonych wiadomości najlepsze jest przypuszczenie dla celów rachunkowych najprostsze; to, które wybraliśmy, da nam możność bezpośredniego zastosowania wszystkich wyników rozwiniętej w wysokim już stopniu teorji kinetycznej materji [szczególnie gazów].

Z teorją przewodzenia metalicznego, na tym tle osnutą, wystąpił po raz pierwszy Riecke; wyrazili ją następnie w sposób bardziej określony, w terminach pojęć elektronowych Drude i J. J. Thomson, ostatnio zaś rozwinęli liczni badacze, a zwłaszcza Lorentz i Einstein. W dalszym ciągu tego rozdziału i w rozdziale następnym podamy zarys głównych wyników ich poszukiwań.

Obliczenie przewodnictwa elektrycznego.

4. Prawo rozmieszczenia, czyli rozdziału prędkości pośród cząsteczek gazu jest wyłożone we wszystkich podręcznikach kinetycznej reorji gazów. Rachunki nasze atoli uproszczczą się, bez uszczerbku dla głównych naszych wyników, jeżeli, zamiast zawiłego „prawa Maxwella-Boltzmanna“, wprowadzimy założenie, że wszystkie elektrony posiadają jednakową prędkość [bezładnego co do kierunku] ruchu cieplnego, a mianowicie „prędkość przeciętną“ u, którą wiąże z temperaturą równanie:

$$\tfrac{1}{2}mu^2 = \alpha T \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (2),$$

gdzie m jest masą elektronu, T temperaturą bezwzględną, α zaś stałą, jedną i tą samą dla wszystkich ciał stałych, ciekłych lub lotnych.

W braku zewnętrznego pola elektrycznego prędkości elektronów będą jednomiernie rozmieszczone we wszystkich kierunkach; elektrony rozsiane w metalu nie będą objawiały żadnej dążności do poruszania się raczej w jednym, niż w innym kierunku. Skoro jednak metal umieścimy w polu elektrycznym, elektrony w ciągu swobodnego [prostolinijnego] biegu swego między dwoma następującemi po sobie zderzeniami będą dzięki swym ładunkom poddane pewnej sile, która wtrąci je na tory równoległe do kierunku natężenia elektrycznego*. Przy zderzeniu z czą-

* Elektron, między dwoma zderzeniami, posiadałby w nieobecności pola elektrycznego ruch jednostajny, o prędkości u, w pewnym kierunku (różnym dla różnych elektronów); w polu elektrycznym jednostajnym o natężeniu X doznawać on będzie przyśpieszenia $X\varepsilon/m$ w kierunku pola, nie będzie jednak poruszał się po torze prostym wzdłuż linji pola, lecz po pewnym łatwo dającym się obliczyć torze parabolicznym. Autor jednak w celu uproszczenia sprawy przyjmuje, że elektrony pod działaniem pola poruszają się wzdłuż linji (prostych) tego pola. Przypuszczenie to byłoby tym bliższe prawdziwego stanu rzeczy, im mniejsza jest prędkość pierwotna elektronu u w porównaniu z prędkością $\frac{X\varepsilon}{m}t$, nabytą, dzięki polu, w czasie t upływającym między jednym a drugim zderzeniem; w istocie jednak prędkość u jest wielka

steczką przeszła historja elektronu zaciera się; elektron znowu rusza w drogę, w innym naogół kierunku, lecz pod działaniem pola ruch jego znowu dąży do kierunku natężenia elektrycznego. Atomy metalu natomiast mogą zaledwie odchylić się na bardzo małą odległość od swych położeń równowagi; chociaż nawet są naładowane, nie mogą od położeń tych znacznie się oddalić [mamy tu bowiem do czynienia z ciałem stałym, metalem w zwykłych warunkach, nie z gazem]. Elektrony więc, jeżeli rzecz weźmiemy przeciętnie, poruszają się względem atomów metalu; prędkość v tej ogólnej wędrówki elektronów łatwo daje się obliczyć.

Istotnie, elektron o masie m i ładunku ε doznaje w polu elektrycznym o natężeniu X przyśpieszenia

$$f=\frac{X\varepsilon}{m} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (3),$$

w kierunku X. Dzięki temu przyśpieszeniu przebędzie on w ciągu czasu t drogę d [liczoną w tymże kierunku], gdzie

$$d=\tfrac{1}{2}ft^2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (4).$$

Za t w naszym przypadku należy wziąć czas upływający między dwoma zderzeniami, t. j.

$$t=l/u \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (5),$$

gdzie l jest d r o g ą s w o b o d n ą elektronu, czyli drogą przebytą między dwoma zderzeniami, zaś u, jak wyżej, prędkością przeciętną elektronu.

Mamy więc

$$d=\tfrac{1}{2}\frac{X\varepsilon}{m}\cdot\frac{l^2}{u^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (6).$$

Z drugiej strony prędkość przeciętna v wędrowania elektronów w kierunku X, czyli droga przebywana w tym kierunku na jednostkę czasu, wyrazi się przez

wobec nabytej (porównaj tekst po wzorze (11). Zresztą nieścisłość tego przypuszczenia nie odbija się na wyniku ostatecznym, t. j. na wzorze (8); albowiem, ponieważ chodzi tu jedynie o wędrówkę elektronów w kierunku X, składowe prędkości u ruchu bezładnego prostopadłe do tego kierunku nie przyczyniają się do tej wędrówki uporządkowanej, składowe zaś u równoległe do X znoszą się statystycznie, gdyż dzięki założonemu nieładowi ruchu cieplnego, tyleż jest elektronów mających daną składową w kierunku $+X$, co w kierunku $-X$. Przyp. tłum.

$$v=\frac{d}{t}=\tfrac{1}{2}\frac{X\varepsilon}{m}\cdot\frac{l}{u} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (7).$$

Lecz według (2) mamy $\frac{1}{2}mu^2=\alpha T$, czyli

$$m=\frac{2\alpha T}{u^2},$$

a więc:

$$v=\frac{X\varepsilon l u}{4\alpha T} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (8).$$

Jeżeli na jednostkę objętości przypada N elektronów, liczba vN elektronów przebiegnie jednostkę powierzchni [prostopadłą do X] w ciągu jednostki czasu, przenosząc ze sobą ładunek εvN. Prąd więc na jednostkę czasu i jednostkę powierzchni, czyli t. zw. g ę s t o ś ć p r ą d u $i=\varepsilon vN$, będzie

$$i=\frac{X\varepsilon^2 luN}{4\alpha T} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (9).$$

Lecz ε, l, u, N, α, T są stałe dla danego przewodnika [przy danej temperaturze], tak iż i jest proporcjonalne do X, jak według p r a w a O h m a być powinno. Ponieważ zaś przewodnictwo, czyli zdolność przewodzenia, σ, określa się przez

$$i=\sigma X \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (10),$$

mamy więc ostatecznie

$$\sigma=\frac{1}{4\alpha T}\varepsilon^2 luN \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (11).$$

Zaznaczyć należy, iż przypuściliśmy w naszym rachunku, że prędkość udzielona elektronom przez pole elektryczne nie zmienia czasu upływającego między dwoma zderzeniami. Gdyby v było większe od u, przypuszczenie to byłoby, oczywiście, śmieszne, gdyż niektóre elektrony byłyby zwrócone wstecz, zanim dotarłyby do końca swej niezakłóconej drogi swobodnej; jeżeli jednak v jest małym tylko ułamkiem prędkości u, czas przeciętny między dwoma zderzeniami żadnej prawie nie dozna zmiany; gdy jedne bowiem zderzenia zostaną przyśpieszone, inne doznają takiegoż mniej więcej opóźnienia. Tymczasem, t. j. dopóki nie znamy wszystkich występujących w (7) stałych, przypuszczenie powyższe może być usprawiedliwione jedynie przez wyniki, do których prowadzi. Gdyby czas między dwoma zderzeniami zmieniał się

dostrzegalnie pod działaniem pola elektrycznego, nie zachodziłoby, jak łatwo okazać, prawo Ohma.

Doświadczenie uczy, że opór $[1/\sigma]$ czystego metalu jest proporcjonalny do temperatury bezwzględnej. Otóż, według (11), doświadczalnemu prawu temu stanie się zadość, jeżeli iloczyn Nul nie zależy od temperatury; ε bowiem zawsze jest stałe.

Nietrudno zbudować co do wytwarzania elektronów hipotezę, czyniącą zadość temu wymaganiu. Możemy np. przypuścić, że atomy metalu wyrzucają z siebie elektrony swobodne w liczbie, na jednostkę czasu, niezależnej od temperatury i innych czynników, lecz zależnej jedynie od właściwości danego metalu, i że, z drugiej strony, każdy elektron zderzający się z atomem metalu traci swobodę, dopóki atom nie wyzwoli go znowu samorzutnie. Ponieważ każdy elektron przebywa w ciągu sekundy drogę u i zderza się w końcu każdej drogi l, przeto liczba zderzeń przypadających na jednostkę czasu [i na jednostkę objętości] wynosi $N\frac{u}{l}$. Tyleż więc, na sek. i cm.^{3}, znika elektronów swobodnych dzięki zderzeniom z atomami. Według naszego założenia liczba ta równa się liczbie q elektronów wyzwolonych w tymże czasie z atomów, q zaś nie zależy od temperatury, ani od innych czynników, lecz tylko od właściwości metalu. Jeżeli drogę swobodną, l, wolno uważać za niezależną od temperatury, mamy z $q = N\frac{u}{l}$:

$$Nul = ql^2 = \text{stałej} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (12)$$

zgodnie z powyższym wymaganiem, podyktowanym przez doświadczenie. Założenie stałości l oznaczałoby, że elektrony zderzają się tylko z atomami, a nie z sobą; gdyby bowiem zachodziła znaczna liczba zderzeń między samemi elektronami, długość l zmieniałaby się wraz z liczbą elektronów, przypadających na jednostkę objętości. Ponieważ jednak mamy wszelkie powody do przypuszczenia, że elektrony są o wiele mniejsze od atomów, założenie powyższe bynajmniej nie jest nieprawdopodobne.

Z (12) wynika, że

$$N = \frac{ql}{u} = \frac{\text{stała}}{u} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (13);$$

lecz według (2) mamy

$$u = \left(\frac{2\alpha T}{m}\right)^{1/2} = \text{stała} \times T^{1/2};$$

liczba więc N elektronów przypadających na jednostkę objętości powinnaby być odwrotnie proporcjonalna do pierwiastka kwadratowego z temperatury bezwzględnej, t. j.

$$N = \beta / T^{1/2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (14).$$

Należy jednak przyznać, że założenie powyższe co do wytwarzania swobodnych elektronów nie jest niezbędne, jeżeli pominiemy związek doświadczalny między temperaturą a przewodnictwem. Dostrzeżona proporcjonalność temperatury do oporu daje nam raczej wskazówkę co do wytwarzania elektronów, niż potwierdzenie naszych obliczeń przewodnictwa.

W stopach metalowych zresztą zależność oporu od temperatury jest zawilsza, tak iż dla wyjaśnienia jej należałoby zbudować dość kunsztowne hipotezy, niepożądane jeszcze przy obecnym stanie wiedzy.

Prawo Joule'a i mechanizm oporu.

5. Według prawa Joule'a ciepło wytwarzane w ciągu sekundy w przewodniku o oporze R, w którym płynie prąd C, wynosi RC^2. Jeżeli przewodnik ma postać sześcianu o boku jednostkowym, ilość ta równa się σX^2, gdzie X jest natężeniem elektrycznym, σ przewodnictwem właściwym, jak wyżej. Wzór ten daje się wyprowadzić wprost z prawa Ohma i z zasady zachowania energji; każdy więc mechanizm hipotetyczny, prowadzący do prawa Ohma, da też wzór Joule'a dla wywiązywania się ciepła; pomimo to dobrze będzie wskazać tu, w jaki sposób energja elektryczna przeistacza się na cieplną.

Pomyślmy sobie elektron poruszający się pod kątem θ względem kierunku pola elektrycznego. Między dwoma zderzeniami doznaje on przyrostu prędkości ft (w symbolach poprzedniego paragrafu) w kierunku pola. Na początku biegu swobodnego składowe prędkości elektronu, równoległa i prostopadła do pola, są $u\cos\theta$, względnie $u\sin\theta$, a więc w końcu tego biegu:

$$u\cos\theta + ft, \quad u\sin\theta.$$

Elektron więc nabywa, między jednym a drugim zderzeniem, energji kinetycznej

$$\tfrac{1}{2}m\{(u\cos\theta + ft)^2 + u^2\sin^2\theta\} - \tfrac{1}{2}mu^2 = \tfrac{1}{2}m(2uft\cos\theta + f^2t^2).$$

Jeżeli zsumujemy wyrazy podobne dla wszystkich (N) elektronów zawartych w jednostce objętości, a poruszających się we wszelkich możliwych kierunkach, wyrazy zawierające θ zniosą się z te-

mi, które zawierają $\pi - \theta$, albowiem $\cos\theta = -\cos(\pi - \theta)$. Wszystkie więc elektrony zyskają w czasie t energję kinetyczną $\frac{1}{2}Nmf^2t^2$, czyli $\frac{1}{2}Nmf^2t$ na sekundę.

Lecz według podstawowego założenia powyższej teorji [t. j. według zasady ekwipartycji] energja kinetyczna elektronów równa się energji kinetycznej cząsteczek metalu, jest więc proporcjonalna do temperatury bezwzględnej. Nabyta tedy przez elektrony energja kinetyczna składa się społem z energją cząsteczek na energję przejawiającą się jako ciepło metalu. Ilość więc energji cieplnej wywiązująca się w metalu dzięki prądowi elektrycznemu wynosi na jednostkę objętości i czasu:

$$\tfrac{1}{2}Nmf^2t = \tfrac{1}{2}Nm \cdot \frac{X^2\varepsilon^2}{m^2} \cdot \frac{l}{u} = X^2 \frac{N\varepsilon^2 lu}{4\alpha T} = \sigma X^2,$$

zgodnie z prawem Joule'a.

Według (11) różnice w przewodnictwie rozmaitych ciał pochodzić mogą albo od różnic liczby N, albo od różnic długości l. Różnicę przewodnictwa rozmaitych metali rzucić można po części na karb l, nie ulega jednak wątpliwości, że olbrzymia różnica przewodnictwa, powiedzmy, między miedzią a siarką ma swe źródło w różnych wartościach N. W jednym z dalszych rozdziałów poznamy powody, natury chemicznej, które skłonią nas do przypuszczenia, że złemi bardzo przewodnikami, zaliczanemi do izolatorów, są te mianowicie ciała, które zawierają bardzo mało elektronów swobodnych.

Przewodnictwo a optyka.

6. Mając już jakie takie pojęcie o mechanizmie przewodzenia metalicznego, możemy wrócić do własności optycznych metali. Nietrudno się przekonać, że hipoteza oporu o charakterze tarcia proporcjonalnego do prędkości ruchu elektronów jest matematycznie równoważna hipotezie wprowadzonej w niniejszym rozdziale. Jeżeli ruchowi ciała pod działaniem siły F przeciwdziała opór rv proporcjonalny do jego prędkości, ciało to osiągnie ostatecznie stan ruchu jednostajnego o prędkości

$$v = \frac{F}{r} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (15)$$

w kierunku siły F. Ponieważ zaś elektrony, podlegające sile $X\varepsilon$, osiągają prędkość stateczną $v = \frac{X\varepsilon lu}{4\alpha T}$ w kierunku tej siły, może-

my powiedzieć, że podlegają oporowi rv o charakterze tarcia, gdzie

$$r = \frac{4\alpha T}{lu} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (16).$$

Widzimy obecnie, że równanie (36), str. 72., staje się, dla bardzo długich fal świetlnych, identyczne z równaniem wyprowadzonym z prostej teorji maxwellowskiej (str. 41.), jeżeli nie bierzemy w rachubę elektronów związanych. Elektrony „swobodne“ są to elektrony o okresie naturalnym nieskończenie długim [„związane“ zaś — o okresie skończonym]. Kładąc tedy okres $T=\infty$, mamy według (36):

$$n^2\alpha = T\Sigma\frac{N_k\varepsilon^2}{r_k} = T\Sigma N_k\frac{\varepsilon^2 l_k u_k}{4\alpha T}$$
$$= \sigma T^*$$

[t. j. $n^2\alpha = \sigma \times$ okres światła padającego].

Rubens i Hagen okazali, że dla bardzo długich fal, położonych daleko w dziedzinie ultraczerwonej, o okresie wynoszącym około 2×10^{-13} sekund, związek ten maxwellowski, $n^2\alpha=\sigma T$, jest spełniony bardzo dokładnie, tak iż z dostrzeżonych własności optycznych metalu obliczyć można jego przewodnictwo właściwe. Należy jednak przyznać, że otrzymany przez nich wynik jest raczej dziwny, gdyż na pierwszy rzut oka wydawałoby się nieprawdopodobnym, aby liczba zderzeń elektronu w ciągu każdego drgania o tak krótkim okresie miała być dość wielka dla usprawiedliwienia stosowalności pojęć statystycznych teorji kinetycznej materji. Liczbę tę zderzeń możemy do pewnego stopnia ocenić. Przeciętna prędkość u ruchu bezładnego elektronów łatwo daje się znaleźć; istotnie, wiemy, że prędkość cząsteczki wodoru przy 0°C. jest $1{\cdot}7\times10^5$ cm./sek.; ponieważ zaś energja kinetyczna elektronu równa się energji cząsteczki przy tejże temperaturze, przeto stosunek prędkości elektronu do prędkości cząsteczki wodoru równa się odwrotnemu stosunkowi pierwiastków kwadratowych ich mas. Posługując się wartością masy elektronu obliczoną na str. 93., znajdujemy dla prędkości elektronu wartość $u=10^7$ cm./sek. [w okrągłych cyfrach]. Przeciętna droga swobodna elek-

* T za znakiem sumy Σ oznacza temperaturę bezwzględną, zaś przed Σ okres światła padającego. Ta dwuznaczność naszego symbolu T występuje w tym tylko miejscu wykładu.

tronu w ciele stałym jest prawdopodobnie porównywalna ze średnicą cząsteczki (molekuły), t. j. 10^{-8} cm.; elektron doznaje tedy około 10^{15} zderzeń na sekundę. Ponieważ zaś okres fal użytych przez Rubensa i Hagena wynosił 2×10^{-13} sek., elektron w ciągu każdego drgania świetlnego doznawałby tylko około 50 zderzeń. Według pewnych wywodów, które podamy w jednym z dalszych rozdziałów, i tę nawet liczbę należy prawdopodobnie jeszcze zredukować.

Wbrew więc wszelkim oczekiwaniom doświadczenie dowodzi, że liczba ta zderzeń wystarcza, aby usprawiedliwić zastosowanie wartości (16) dla r w ostatnim wzorze. Oczywista jednak, że nie można tego uczynić dla fal światła widzialnego, posiadających jeszcze krótszy okres, a mianowicie około 2×10^{-15}; dla tych bowiem przypadłoby na każde drganie światła jedno tylko lub dwa zderzenia. Dziwić się tedy należy nie temu, że wzór Maxwella nie zgadza się z pomiarami wykonanemi na świetle widzialnym, lecz temu, że wogóle panuje jakaśkolwiek zgodność, chociażby co do rzędu wielkości, między wartościami obliczonemi a dostrzeżonemi. Możnaby niemal powiedzieć, że zgodność ta, zamiast potwierdzać naszą hipotezę, zniewala nas raczej do pewnej reformy pojęć dotyczących ruchu elektronów w metalach.

Z drugiej jednak strony znika trudność związana z przezroczystością elektrolitów. Wartość r będzie taka sama dla elektrolitu, jak dla przewodnika metalicznego o tej samej zdolności przewodzenia, lecz wartości m, we wzorze (36), str. 72., będą się znacznie różniły. Cząstką drgającą w przewodniku metalicznym jest elektron, w elektrolicie zaś atom naładowany, wiele tysięcy razy masywniejszy, prawa więc strona wzoru (36), str. 72., będzie odpowiednio zmniejszona*. Jony elektrolitu są tak masywne, iż drgania świetlne są za szybkie, aby mogły wprawić je w ruch.

Przewodzenie ciepła.

7. Powszechnie wiadomo, że dobre przewodniki elektryczności przewodzą też dobrze ciepło. Lista ciał ułożona według ich przewodnictwa cieplnego nie jest wprawdzie identyczna z listą ułożoną według ich przewodnictwa elektrycznego, zgodność jednak naogół jest tak dobra, iż stanowiłoby to ciężki zarzut przeciw każdej teorji roszczącej so-

* Z danych, które w dalszym ciągu zdobędziemy dla liczby elektronów w atomie, wynika, że dla metalu obadwa wyrazy w mianowniku wzoru (36) są wielkościami tegoż rzędu; dla elektrolitu natomiast drugi wyraz jest o wiele większy od pierwszego.

bie pretensje do opisu mechanizmu przewodzenia elektrycznego, gdyby nie umiała też wyjaśnić przewodzenia ciepła.

Według teorji kinetycznej materji przewodzenie ciepła jest wynikiem zderzeń między cząsteczkami [molekułami], przybywającemi z okolic, w których różne panują temperatury. Cząsteczki z okolic cieplejszych posiadają większą energję kinetyczną; przy zderzeniu energje kinetyczne jednych i drugich dążą do wyrównania się, dziedziny więc zimniejsze zyskują, cieplejsze tracą energję kinetyczną, czyli ciepło płynie z miejsc cieplejszych do zimniejszych.

W metalu przenoszenie to energji zachodzić może zarówno przez udział elektronów, jak atomów. Gdy chodziło o przewodnictwo elektryczne, mogliśmy zaniechać atomy; te jednak, choć nie mogą wędrować wraz ze swemi ładunkami, lecz tylko drgać w ciasnych granicach naokoło stałego położenia równowagi, mogą przecież oddawać swą energję kinetyczną atomom sąsiednim przez zderzenie. Ponieważ wszakże dobre przewodniki elektryczne, zawierające wiele elektronów swobodnych, są, jak wiadomo, bez porównania lepszemi przewodnikami ciepła, niż izolatory elektryczne, zawierające mało elektronów swobodnych, mamy więc prawo przypuścić tymczasowo, że elektronom przysługuje najważniejsza rola w przenoszeniu ciepła w metalach, i zaniechać współudział atomów.

Jeżeli końce pręta metalowego mają różną temperaturę, powinny one, według wzoru (14), zawierać, na jednostkę objętości, różne liczby elektronów swobodnych. Gdyby elektrony nie mogły wędrować od jednego końca pręta ku drugiemu, w żadnej części pręta nie byłoby ładunku wypadkowego [makroskopowego], w każdym bowiem miejscu liczba elektronów równałaby się liczbie naładowanych przeciwnie atomów, które straciły po jednym elektronie. Ponieważ jednak elektrony nasze mogą się poruszać, nastąpi dyfuzja ich z okolic, gdzie jest ich pełno, do tych, w których są rzadkie. Atomy nie mogą im w tej dyfuzji towarzyszyć, a pozostając w tyle, dadzą w wyniku ładunek dodatni. Będziemy tedy mieli ładunek dodatni w tych miejscach, gdzie jest dużo elektronów, ujemny zaś, gdzie ich mało — co na pierwszy rzut oka mogłoby się wydawać paradoksem. Dyfuzja nie może atoli trwać bez końca; przeciwległe końce pręta naładują się różnoimiennie, tak iż wytworzy się między niemi pole elektryczne opierające się dyfuzji elektronów. Przy pewnym zaś natężeniu

tego pola nastąpi równowaga, i skończy się ta ogólna wędrówka elektronów.

Ciepło wszakże nadal przenosić się będzie dzięki zderzeniom. W podręcznikach kinetycznej teorji gazów dowodzi się, że ilość ciepła Q, przenoszonego przez warstwę o małej grubości d, jest, na jednostkę czasu i na jednostkę przekroju poprzecznego:

$$Q=\frac{ulN}{3}\cdot\frac{E-E'}{d} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (17),$$

gdzie E, E' oznaczają przeciętne energje kinetyczne cząsteczek [molekuł] po jednej i drugiej stronie warstwy, inne zaś symbole mają te same znaczenia, co poprzednio. Lecz według (2)

$$E=\frac{1}{2}mu^2=\alpha T, \quad E'=\frac{1}{2}mu'^2=\alpha T,$$

a więc

$$Q=\frac{\alpha ulN}{3}\cdot\frac{T-T'}{d} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (18).$$

Otóż przewodnictwo cieplne (k) dowolnego ciała określa się przez związek

$$Q=k\cdot\frac{T-T'}{d} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (19);$$

mamy tedy ostatecznie

$$k=\frac{\alpha ulN}{3} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (20).$$

8. Porównywając tę wartość k z wartością otrzymaną w (11) dla σ, dochodzimy do interesującego wniosku, że

Prawo Wiedemanna-Franza.

$$k/\sigma=\frac{4}{3}\left(\frac{\alpha}{\varepsilon}\right)^2 T \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (21),$$

t. j. że stosunek przewodnictwa cieplnego do elektrycznego nie zależy od właściwości metalu i jest proporcjonalny do temperatury bezwzględnej. Prawo to, odkryte już empirycznie, jest znane pod nazwą Wiedemanna-Franza. Do jakiego stopnia zgadza się ono z doświadczeniem, widzimy z tabeli V., w której pierwsza kolumna zawiera nazwy zbadanych metali, druga wartości dostrzeżone stosunku k/σ przy 18°C., trzecia — stosunek dostrzeżonych wartości k/σ przy 100°C do wartości k/σ zawartych w dru-

giej kolumnie. Stosunek ten powinien według (21) równać się stosunkowi temperatur bezwzględnych, t. j.

$$\frac{273+100}{273+18}=1{\cdot}28.$$

Zaznaczmy, że przewodnictwo elektryczne jest tu wzięte w jednostkach elektrostatycznych, dzięki czemu odpowiednie liczby są 9×10^{20} razy większe od zwykle podawanych, w jednostkach elektromagnetycznych; co zaś do przewodnictwa cieplnego, jest to liczba ergów (nie kalorji) przepływających w ciągu 1 sek. przez 1 cm.^{2}, przy spadku temperatury równym 1°C. na centymetr.

TABELA V.

Metal	k/σ przy 18°	$\frac{k/\sigma \text{ przy } 100^0}{k/\sigma \text{ przy } 18^0}$
Glin	$\cdot706\times10^{-10}$	1·32
Miedź	·738 „	1·30
Cynk	·745 „	1·29
Srebro	·760 „	1·28
Nikiel	·776 „	1·30
Kadm	·784 „	1·28
Ołów	·794 „	1·31
Złoto	·807 „	1·27
Rtęć	·815 „	1·30
Cyna	·816 „	1·26
Platyna	·836 „	1·35
Pallad	·837 „	1·35
Żelazo	·890 „	1·33
Bizmut	1·068 „	1·12

Spółczynnik stały, α/ε, we wzorze (21) wyznaczono za pomocą różnego rodzaju doświadczeń, tak iż według wzoru tego możemy obliczyć wartość, którą przepowiada powyższa teorja dla k/σ przy 18°C.

Mamy $\alpha T=\frac{1}{2}mu^2$; lecz według kinetycznej teorji gazów $\frac{1}{3}u^2=pV$, gdzie p oznacza ciśnienie, zaś V objętość 1 grama dowolnego gazu. Otóż 1 cm.^{3} wodoru pod ciśnieniem 760 mm. rtęci i przy temperaturze 0°C. waży $8{\cdot}96\times10^{-5}$ gr., t. j. 1 gr. zajmu-

je $1{\cdot}189\times10^4$ cm.^{3} przy tymże ciśnieniu i przy 18°C. Dalej, ciśnienie 760 mm. rtęci równa się ciężarowi 76 cm.^{3} rtęci na cm.^{2}, t. j. $76\times\rho\times g$, gdzie ρ jest ciężarem właściwym rtęci (13·596), zaś $g=981$ cm./sek.^{2}. Mamy tedy

$$p=76\times13{\cdot}596\times981=1{\cdot}014\times10^6,$$

$$u^2=3\times1{\cdot}014\times10^6\times1{\cdot}189\times10^4=3{\cdot}617\times10^{10},$$

$$\frac{\alpha T}{m}=1{\cdot}808\times10^{10},$$

czyli

$$\frac{\alpha}{m}=6{\cdot}216\times10^7,$$

gdzie m jest masą cząsteczki wodoru. Dalej, wiemy, że 1 kulomb, czyli 3×10^9 jednostek elektrostatycznych elektryczności wyzwala [elektrolitycznie] $1{\cdot}036\times10^{-5}$ gr. wodoru. Lecz każdy atom wodoru posiada ładunek ε, a więc każda cząsteczka tego gazu — ładunek 2ε, tak iż $1{\cdot}036\times10^{-5}$ gr. wodoru zawiera $\frac{3\times10^9}{2\varepsilon}$ cząsteczek; masa tedy każdej z nich jest

$$m=\frac{1{\cdot}036\times10^{-5}\times2}{3\times10^9}\varepsilon=6{\cdot}907\times10^{-15}\varepsilon.$$

Korzystając przeto z ostatniego wzoru dla $\frac{\alpha}{m}$, mamy

$$\frac{\alpha}{\varepsilon}=6{\cdot}216\times10^7\times6{\cdot}907\times10^{-15}=4{\cdot}292\times10^{-7},$$

a więc ostatecznie:

$$\frac{k}{\sigma}=\frac{4}{3}\left(\frac{\alpha}{\varepsilon}\right)^2T=\cdot715\times10^{-10}.$$

Widzimy tedy, że wartość obliczona stosunku k/σ jest bardzo blizka wartości dostrzeżonej dla najlepszych przewodników metalicznych [por. pierwsze liczby drugiej kolumny tab. V.]. A więc z dostrzeżeń nad elektrolizą kwasu siarkowego i gęstością wodoru możemy przepowiedzieć związek między cieplnym a elektrycznym przewodnictwem miedzi. Nie można wymagać bardziej uderzającego dowodu prawdziwości zasadniczych cech powyższej

teorji lub jej doniosłości: największą zasługą teorji naukowej jest to, że kojarzy z sobą różnorodne zjawiska.

(Zaznaczmy, że jedyne założenia teorji elektronowej, z których skorzystaliśmy w powyższym rachunku, orzekają, iż (1) prąd jest przenoszony przez cząstki, elektrony, z których każda dźwiga ładunek e, i że (2) cząstki te biorą udział w bezładnym ruchu cieplnym cząsteczek metalu. Nie osiągnęliśmy tu żadnego poparcia dodatkowego dla wyników rozdziału V., dotyczących masy elektronów i znaku ich ładunków.)

Okoliczności, że wszystkie wartości dostrzeżone k/σ są nieco większe od obliczonej ($\cdot 715 \times 10^{-10}$), nie należy przypisywać zbyt wielkiego znaczenia, gdyż ścisła wartość spółczynnika liczebnego we wzorze (11) dla σ zależy od istoty założenia dotyczącego zderzeń między elektronami a atomami. Drude, Lorentz i Thomson wprowadzili inne, również prawdopodobne, hipotezy co do tego punktu i doszli do wyników nieco odmiennych. Wszystkie jednak teorje zgadzają się z sobą pod tym względem, że dają dla k/σ [przy tej samej temperaturze] wartość jednakową dla wszystkich metali; odchylenia więc od tej stałości, w drugiej kolumnie tab. V., przecież mają pewne znaczenie. W części przypisać je niewątpliwie należy tej znowu okoliczności, że nie uczyniono ścisłego założenia co do istoty ruchu cieplnego elektronów i że stosunek energji kinetycznej elektronów do energji atomów jest różny dla różnych ciał. Istnieje atoli inne jeszcze źródło błędu naszego rachunku.

Nie wzięliśmy, mianowicie, w rachubę działania atomów. Co prawda, nie uczestniczą one zapewne w przenoszeniu prądu elektrycznego, lecz muszą mieć pewien udział w przewodzeniu ciepła, zderzając się ze swemi sąsiadami i udzielając im części swej energji. Ponieważ złe przewodniki zawierają mniej elektronów, niż dobre, rola atomów w pierwszych musi być stosunkowo większa, niż w drugich, tak iż oczekiwać można, zgodnie z doświadczeniem, że odstępstwo od prawa Wiedemanna-Franza będzie większe dla przewodników gorszych.

Z tym wszystkim nie jest prawdopodobne, aby to miało stanowić całe wyjaśnienie sprawy. Przewodnictwo cieplne takiego np. ciała, jak siarka, o przewodnictwie elektrycznym praktycznie znikomym, musi być dziełem samych prawie atomów; w ten sposób można poniekąd ocenić rolę atomów w przewodzeniu ciepła. Lecz przewodnictwo cieplne siarki jest zaledwie czterdziestą częścią przewodnictwa bizmutu; otóż, jeżeli odejmiemy

nawet przewodnictwo cieplne siarki od przewodnictwa bizmutu i założymy, że pozostałe przewodnictwo rzucić należy na karb elektronów, nie zaradzimy jeszcze niezgodności między wartością k/σ obliczoną a dostrzeżoną. Trudność ta musi na razie pozostać jeszcze bez rozwiązania; wskazuje nam ona jeden z punktów, ku którym zwrócić należy przyszłe badania.

Termoelektryczność.

9. Okazaliśmy, że, jeżeli koncentracja (t. j. liczba na jednostkę objętości) elektronów w metalu zmienia się z temperaturą, w metalu nierównomiernie ogrzanym panować będzie pole elektryczne, że jednak [po skończeniu się pierwszego, przejściowego stadjum] prądu nie będzie, bo siły działające na elektrony wskutek ich niejednakowej koncentracji zrównoważą siły wywierane przez to pole elektryczne. Jeżeli jednak przyłożymy pole zewnętrzne, tak iż płynąć będzie prąd, skutki pola wewnętrznego wystąpią na jaw.

Niechaj, naprzykład, rozmieszczenie elektronów będzie takie, że prawy koniec [pręta metalowego], dzięki nierównomiernemu ogrzaniu, posiada ładunek ujemny, lewy zaś — dodatni. Niechaj v będzie różnicą potencjałów między końcami pręta, dzięki tym ładunkom. Przypuśćmy nadto, że do końców pręta przyłożono dwa bieguny utrzymywane za pomocą pewnego źródła zewnętrznego [np. stosu galwanicznego] na stałej różnicy potencjałów V, i niechaj V posiada znak przeciwny, niż v, tak aby pola zewnętrzne i wewnętrzne miały kierunki wręcz przeciwne. Wówczas panować będzie wypadkowa różnica potencjałów $V-v$, podtrzymująca prąd elektryczny w pręcie od jego końca prawego ku lewemu [jeżeli $V>v$], o natężeniu

$$C=\frac{V-v}{R} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (22),$$

gdzie R oznacza opór pręta. Otóż ciepło wytwarzane przez prąd równa się straconej energji elektrycznej, t. j. iloczynowi CV natężenia prądu i całkowitego spadku potencjału od jednego do drugiego końca pręta. Ponieważ zaś według (22) $V=CR+v$, całe wytwarzane ciepło $=C^2R+Cv$. Gdyby pręt nie był ogrzany nierównomiernie, ciepło wytwarzane przez prąd C wynosiłoby, według prawa Joule'a, C^2R. Dzięki więc ogrzaniu nierównomiernemu wytwarza się c i e p ł o d o d a t k o w e Cv, czyli, na jednostkę prądu, ciepło v, t. j. liczebnie równe wewnętrznej różnicy potencjałów.

Przykładając zewnętrzną siłę elektromotoryczną (czyli różnicę potencjałów) w kierunku przeciwnym, otrzymamy, przez zupełnie podobne rozumowanie, dla ciepła dodatkowego wartość $-v$ na jednostkę prądu. Ilość więc ciepła dodatkowego wytwarzającego się w pręcie zależy od kierunku, w którym płynie prąd*.

Jeżeli wyżej podane prawo (14), wiążące koncentrację elektronów z temperaturą, jest ważne, koncentracja elektronów maleje przy wzrastającej temperaturze, tak iż cieplejszy koniec pręta będzie naelektryzowany ujemnie. Prąd płynąć będzie od bieguna dodatniego źródła pola zewnętrznego ku ujemnemu; jeżeli więc prąd płynie od końca cieplejszego ku zimniejszemu, pole zewnętrzne będzie miało kierunek przeciwny, niż pole wewnętrzne, tak iż znak ciepła dodatkowego będzie dodatni, t. j. całkowite ciepło wytwarzane w pręcie, na jednostkę prądu, będzie większe, niż gdyby pręt był ogrzany równomiernie.

Inna jeszcze jest przyczyna, dla której ciepło wytwarzane w pręcie niejednostajnie ogrzanym zmienia się wraz z kierunkiem prądu. Gdy prąd płynie, elektrony wędrują od jednego końca pręta ku drugiemu. Jeżeli wędrówka odbywa się w kierunku zwróconym od końca cieplejszego do zimniejszego elektrony przybywające z końca cieplejszego, a więc posiadające większą energję kinetyczną, rozmieszczają się w całym pręcie, gdy tymczasem elektrony z końca zimniejszego, a więc obdarzone mniejszą energją kinetyczną, odpływają z pręta [przez drut łączący go ze źródłem zewnętrznym]. Jeżeli więc elektrony wędrują od końca cieplejszego ku zimniejszemu, wytwarza się w pręcie więcej ciepła, niż gdyby wędrówka odbywała się w kierunku odwrotnym. Lecz elektrony są naładowane ujemnie, kierunek zaś prądu jest, według określenia, zgodny z kierunkiem ruchu elektryczności dodatniej; kierunek więc, w którym wędrują elektrony, jest przeciwny kierunkowi prądu. Jeżeli tedy prąd płynie od końca cieplejszego ku zimniejszemu, w pręcie wytwarza się mniej ciepła, niż gdyby płynął w kierunku odwrotnym.

Dwa opisane tu skutki prądu w nierównomiernie ogrzanym pręcie są wprost sobie przeciwne; który z nich będzie miał przewagę i nada znak skutkowi całkowitemu, możnaby rozstrzygnąć jedynie na mocy znajomości cech właściwych danemu metalowi.

* „Ciepło wytwarzane“ o znaku ujemnym należy rozumieć jako pochłaniane. Przyp. tłum.

Możnaby przewidzieć, że w pewnych metalach przeważy jeden, w innych znowu drugi skutek.

Skutek Thomsona.

10. Wyżej opisane zjawiska dobrze są znane fizykom pod nazwą skutku Thomsona; spostrzegł je pierwszy Lord Kelvin (naówczas Sir William Thomson) i wyraził przez swe pojęcie „ciepła właściwego elektryczności". Wyobrażał on sobie mianowicie prąd elektryczny jako strumień pewnej substancji posiadającej ciepło właściwe, podobnie jak zwykłe ciała: zupełnie jak w rurze nierównomiernie ogrzanej otrzymamy więcej ciepła, jeżeli woda płynie w niej od końca cieplejszego ku zimniejszemu, tak też pręt, przez który płynie elektryczność, ogrzeje się więcej, jeżeli prąd jest zwrócony od końca cieplejszego ku zimniejszemu, niż kiedy płynie w kierunku odwrotnym. Skutek ten dostrzeżono w wielu metalach, zwłaszcza w bizmucie. Inne jednak metale, jak antymon, ogrzewają się więcej, gdy prąd płynie od końca zimniejszego ku cieplejszemu; dla nich więc ciepło właściwe elektryczności posiadałoby znak ujemny, co nie zgadza się z własnościami ciał materjalnych.

Jeżeli zgodzimy się na związek (14) między koncentracją elektronów a temperaturą, łatwo dowieść można, że wspomniane skutki przeciwne powinny się niemal równoważyć, dając skutek wypadkowy równy zaledwie jednej trzeciej samego skutku drugiego, i że wielkość skutku całkowitego powinna być dla wszystkich metali jednakowa i tegoż znaku, co dla bizmutu. Nie można się spodziewać, aby rachunek oparty na zaniechaniu tylu zawiłości, jak powyższy, miał prowadzić do wniosków zupełnie zgodnych z doświadczeniem; warto jednak zaznaczyć, że skutek Thomsona jest dla wszystkich metali wielkością tegoż rzędu i że rząd ten zgadza się zgruba z rzędem wielkości przepowiedzianej. Istotnie, rachunek daje dla ciepła wytwarzanego przez prąd jednostkowy, płynący wzdłuż pręta o spadku temperatury 1°C. na centymetr, 10^{-4} kalorji, gdy największy dostrzeżony skutek (w bizmucie) wynosi $0{\cdot}3 \times 10^{-4}$ kalorji.

Zgodność ta, acz nie tak dobra, jak w § 8, jest przecież zadowalająca. Mamy tu do czynienia ze zjawiskami zawilszemi, a i dane w tym przypadku są mniej ścisłe. Istotnie, obawiano się słusznie, czy zwykłe przewodzenie ciepła w badanych metalach nie utrudniło w znacznym stopniu przybliżonych chociażby pomiarów ich skutku thomsonowskiego.

Skutek Peltiera.

11. Ze skutkiem Thomsona wiąże się ściśle tak zwany skutek Peltiera. Jeżeli przez miejsca spojenia dwuch metali przepływa prąd elektryczny, wywiązuje się w nim lub zostaje pochłonięta pewna, wogóle, ilość ciepła; odwrotnie też, jeżeli z dwuch spojeń pary metali, tworzących obwód zamknięty, jedno jest utrzymywane na temperaturze wyższej, niż drugie, w obwodzie tym płynie prąd.

Teorja elektronowa tłumaczy te ważne zjawiska bez żadnej trudności. Wspomnieliśmy już, że elektrony, podobnie jak cząsteczki gazu, objawiają dążność do dyfuzji z miejsc, gdzie ich dużo, do miejsc, gdzie ich mało. Jeżeli więc stykają się z sobą dwa metale, w których koncentracje elektronów są różne, elektrony, które mogą przekraczać swobodnie granicę między metalami, przejdą z metalu, w którym panuje większa, do metalu o mniejszej koncentracji elektronów. Dyfuzja ta trwać będzie (podobnie jak w mechanizmie skutku Thomsona) dopóty, dopóki pole elektryczne, powstające wskutek oddalania się elektronów od kompensujących je ładunków dodatnich, nie wystarczy do zrównoważenia ciśnienia panującego dzięki różnicy koncentracji.

Między metalami wytworzy się tedy tak zwana r ó ż n i c a k o n t a k t o w a p o t e n c j a ł ó w. Jeżeli przyłożymy do obwodu zewnętrzną siłę elektromotoryczną (czyli różnicę potencjałów), tak aby przez miejsce zetknięcia płynął prąd, natenczas w miejscu tym będziemy mieli wytwarzanie się lub pochłanianie ciepła, zależnie od tego, czy siła elektromotoryczna zewnętrzna posiada znak przeciwny, czy też ten sam, co kontaktowa różnica potencjałów.

Związek między tą różnicą potencjałów, którą oznaczymy przez V, a koncentracją elektronów oraz temperaturą znaleźć można na drodze rachunku. Okazuje się mianowicie, że

$$V = \frac{4}{3}\frac{\alpha T}{\varepsilon}\log\left(\frac{N_1}{N_2}\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (23),$$

gdzie N_1, N_2 oznaczają koncentracje elektronów w stykających się metalach, „log“ zaś jest logarytmem naturalnym. Rachunek, prowadzący do (23), opiera się na założeniu, że każdy ze stykających się metali posiada w całej swej rozciągłości jednakową temperaturę. Warunek ten w rzeczywistych pomiarach skutku Peltiera nigdy nie może być spełniony, gdyż, skoro tylko prąd płynąć zaczyna w obwodzie złożonym z dwuch metali, jedno z ich miejsc spojenia oziębia się, drugie zaś ogrzewa. A dzięki te-

mu nierównomiernemu ogrzaniu metali zjawia się skutek Thomsona; w rozmieszczeniu elektronów powstaje pewne zakłócenie, zarówno dzięki dyfuzji w każdym metalu z osobna, jako też dzięki wędrówce elektronów przez punkty spojenia. Wyraz (23) byłby ważny jedynie przy braku skutku Thomsona. Teorja termodynamiczna uczy, że, gdyby nie było skutku Thomsona, skutek Peltiera byłby proporcjonalny do temperatury bezwzględnej, zgodnie ze wzorem (23).

Wiele różnych względów przemawia za tym, że koncentracja elektronów w rozmaitych metalach nie posiada bardzo różnych wartości, a więc, że wyraz $\log \frac{N_1}{N_2}$ we wzorze (23) nie jest bardzo wielki. Godząc się na ten wzór, możemy z ciepła Peltiera obliczyć stosunek koncentracji elektronów dla każdej pary metali. Weźmy np. miedź i cynk.

Jeżeli przez miejsce spojenia miedzi z cynkiem przepływa 1 kulomb (czyli 3×10^9 jednostek elektrostatycznych) elektryczności, pochłonięta zostaje ilość ciepła $= 3{\cdot}66\times10^{-4}$ kal. Lecz p o c h ł a n i a n i e ciepła zachodzi tylko wówczas, kiedy pole zewnętrzne ma kierunek zgodny z wewnętrznym; miedź jest więc dodatnią względem cynku. Dalej, kiedy jednostka elektryczności przepływa przez jednostkową różnicę potencjałów, zostaje wykonany 1 erg pracy i pochłonięta równoważna ilość ciepła. Jeżeli V jest kontaktową różnicą potencjałów, wyrażoną w jednostkach elektrostatycznych, praca wykonana przy przejściu 3×10^9 jednostek elektrostatycznych ładunku przez miejsce spojenia metali wynosi $V\times3\times10^9$ ergów. Lecz praca ta równa się ciepłu pochłoniętemu, t. j. $3{\cdot}66\times10^{-4}$ kal., czyli

$$3{\cdot}66\times10^{-4}\times4{\cdot}19\times10^7=1{\cdot}53\times10^4 \text{ erg.},$$

tak iż
$$V=\frac{1{\cdot}53\times10^4}{3\times10^9} \text{ jedn. elektrostat.}$$

(czyli $1{\cdot}53\times10^{-3}$ woltów). Podstawiając w (23)

$$\frac{\alpha}{\varepsilon}=4{\cdot}29\times10^{-7} \text{ (por. § 8)},$$

$$V=0{\cdot}51\times10^{-5} \text{ i } T=291 \ (18^\circ\text{C}),$$

mamy tedy

$$\log\left(\frac{N_{Cu}}{N_{Zn}}\right)=\frac{0{\cdot}51\times10^{-5}}{1{\cdot}33\times4{\cdot}29\times10^{-7}\times291}=\cdot306,$$

czyli $$\frac{N_{Cu}}{N_{Zn}} = 1{\cdot}03,$$

t. j. stosunek mało co większy od jedności.

Co prawda, skutek Peltiera dla miedzi z cynkiem jest porządnie mniejszy, niż dla znacznej większości par metali. Największym jest dla bizmutu spojonego z antymonem, a dla tej pary metali stosunek koncentracji wynosi około 3·3. Skądinąd też sądzić można, że stosunek koncentracji elektronów w różnych metalach, obliczony według (23), jest nieco za mały. Jeden z powodów tego niedocenienia jest oczywisty. Zważmy bowiem, że liczba elektronów swobodnych zawartych w metalu jest uwarunkowana przez równowagę między liczbą wytwarzaną przez atomy a liczbą znikających, w tymże czasie, przy zderzeniu. Jeżeli, jak przypuściliśmy, elektrony przez dyfuzję oddalają się od miejsca, gdzie zostały wytworzone, liczba elektronów, znikających w tymże miejscu przez zderzenie, zmniejszy się; dzięki temu koncentracja ich zwiększy się tu, pokrywając w części stratę powstałą wskutek dyfuzji. Dostrzeżona więc różnica potencjałów będzie mniejsza, niż obliczona na mocy założenia, uczynionego powyżej, że, mianowicie, liczba całkowita elektronów w metalach nie zmienia się wraz z ich rozmieszczeniem.

Do zagadnienia dotyczącego liczby elektronów w metalach wrócimy jeszcze w jednym z dalszych rozdziałów.

Bibljografja do rozdziału VI.

Rozprawy oryginalne o przewodzeniu w metalach:

Riecke, Wied. Ann. LXVI, str. 353 i 545; 1898.

Drude, Ann. der Physik, I. str. 566; 1900, oraz III., str. 369; 1900 (*A.* i *L.* I., str. 162—182; najpełniejszy wykład przedmiotu).

J. J. Thomson, Rapports du Congrès Internat.. III., str. 138; 1900.

Lorentz, Proc. Amst. Acad., 1905 (trzy rozprawy).

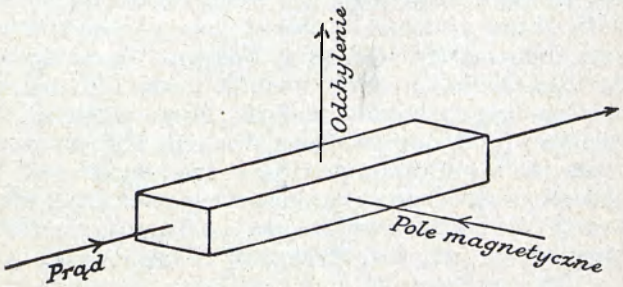
Co do prawa Wiedemanna-Franza patrz Pogg. Ann. LXXXIX, str. 498; 1853. Patrz też pracę Reinganuma w Phys. Zeitschrift, VII, str. 787; 1906.

ROZDZIAŁ VII.

PRZEWODZENIE W POLU MAGNETYCZNYM.

Zasady ogólne.

1. Jeżeli w metalu płynie prąd elektryczny, elektrony swobodne (którym przypisaliśmy ładunek ujemny) poruszają się w kierunku wręcz przeciwnym. Lecz ładunek poruszający się w polu magnetycznym, podlega działaniu siły prostopadłej zarówno do kierunku jego ruchu, jak do kierunku pola. Skoro więc pręt metalowy, przez który płynie prąd, umieścimy w polu magnetycznym prostopadłym do kierunku prądu, elektrony będą się starały zboczyć ze swej drogi, dążąc do jednej lub drugiej powierzchni ściany [bocznej] pręta.



Rys. 13.

Z rysunku 13. widzimy, jaki zachodzić będzie związek między kierunkami prądu, pola magnetycznego i odchylenia elektronów.

Zauważmy mimochodem, że kierunek odchylenia elektronów względem kierunku prądu będzie niezależny od znaku ich ładunków; istotnie, gdy zmieniamy ich znak, z ujemnego na do-

datni, odwraca się zarówno kierunek ruchu elektronów, jak też kierunek działającej na nie, w danym polu magnetycznym, siły odchylającej.

Wędrówka ta elektronów wszerz pręta nie będzie trwała bez końca; elektrony nagromadzą się po górnej stronie pręta (według rys. 13.), która tym sposobem naładuje się ujemnie, gdy tymczasem dolna, pozbawiona pewnej liczby elektronów, nabędzie ładunku dodatniego; dzięki temu wytworzy się pole elektryczne, opierające się poprzecznemu prądowi. Jednocześnie zachodzić będzie dyfuzja elektronów z miejsc większej do miejsc mniejszej ich koncentracji, a równowaga nastąpi wówczas, kiedy liczba elektronów wędrujących do góry pod działaniem pola magnetycznego i przeciwdziałaniem poprzecznego pola elektrycznego stanie się równa liczbie elektronów wędrujących na dół w prądzie dyfuzyjnym. W tym stanie równowagi panować będzie między górną a dolną powierzchnią pręta pewna różnica potencjałów, którą można ujawnić, łącząc te powierzchnie z biegunami elektrometru, gdy jednocześnie wzdłuż pręta umieszczonego w silnym polu magnetycznym, płynie prąd elektryczny zasilany przez dowolne źródło zewnętrzne.

Zjawisko Halla.

2. Powstawanie tej poprzecznej różnicy potencjałów, dostrzeżone po raz pierwszy w roku 1879, nazwano, według jego odkrywcy, zjawiskiem Halla. Ze względu na wielkie jego znaczenie dla teorji elektronowej, zajęli się nim później liczni badacze, z pośród których wymienić należy zwłaszcza Ettingshausena i Nernsta. Następująca tabela daje nam miarę zjawiska Halla dla kilku metali: liczby drugiej kolumny wyrażają różnicę potencjałów między przeciwległemi ścianami pręta o grubości 1 cm., umieszczonego w jednostkowym polu magnetycznym, jeżeli wzdłuż pręta płynie prąd o gęstości = 1. Jeżeli kierunek prądu względem kierunku pola jest taki, jak na rys. 13., znak ujemny lub dodatni wyraża, że górna powierzchnia pręta jest naładowana ujemnie, względnie dodatnio.

Bizmut	−10·1
Nikiel	−0·024
Sód	−0·0025
Srebro	−0·0008
Kobalt	+0·0046
Żelazo	+0·0113
Antymon	+0·192
Tellur	+530·

Według powyższej teorji kierunek [czyli znak] różnicy potencjałów powinienby zależeć jedynie od znaku ładunku elektronów. Jakimkolwiek jest ów znak, elektrony nagromadzą się u górnej powierzchni pręta wyobrażonego na rys. 13., ładunek więc tej powierzchni powinienby mieć ten sam znak, co ładunek elektronów. Przypuściliśmy, że ładunek elektronów jest ujemny, znak więc różnicy potencjałów dla bizmutu [i t. d., aż do srebra włącznie] zgadza się z przepowiednią teorji elektronowej. Dla antymonu i telluru natomiast mamy znak przeciwny, a odwrócenia tego nie można wytłumaczyć za pomocą prostych rozważań powyższych. To odchylenie faktów doświadczalnych od teorji jest ważne, lecz dyskusję jego odłożyć musimy aż do chwili, kiedy zapoznamy się z pewnemi innemi zjawiskami, ściśle skojarzonemi ze zjawiskiem Halla.

Zmiany termiczne.

3. Jeżeli końce pręta metalowego utrzymujemy na różnych temperaturach, tak iż wzdłuż niego płynie ciepło, elektrony (jak widzieliśmy na str. 116.) nie poruszają się naogół od jednego końca pręta ku drugiemu, t. j. tyleż ich wędruje w jednym, co w drugim kierunku. Lecz elektrony wędrujące od końca ciepłego ku zimnemu posiadają większą prędkość, a więc też większą energję kinetyczną, niż elektrony wędrujące w kierunku przeciwnym, siła zaś, z jaką pole magnetyczne stara się odchylić elektron prostopadle do kierunku jego ruchu i do kierunku linji pola, jest proporcjonalna do prędkości elektronu. Siła więc, starająca się odchylić elektrony wędrujące od końca ciepłego ku zimnemu, będzie większa od siły, która usiłuje odchylić (w przeciwnym kierunku) elektrony poruszające się od końca zimnego ku ciepłemu. Naogół więc elektrony wędrować będą w tym kierunku, w którym pole magnetyczne odchyla elektrony zdążające od końca ciepłego ku zimnemu. Jeżeli prąd ciepła [tym razem nie elektryczności] i pole magnetyczne mają takie kierunki, jak na rys. 13., elektrony ujemne nagromadzą się po dolnej stronie pręta. Zgodnie tedy z wywodami poprzedniego paragrafu będziemy mieli poprzeczną różnicę potencjałów, tym razem taką, iż górna strona pręta będzie dodatnią względem dolnej, i to niezależnie od znaku elektronów. Ettingshausen i Nernst zbadali tę poprzeczną różnicę potencjałów towarzyszącą przepływowi ciepła w polu magnetycznym i okazali, że zgadza się ona co do znaku z przepowiednią teoretyczną dla wszystkich zbadanych metali, nawet dla tych, dla których zjawisko Halla ma znak sprzeczny z teorją.

Oprócz tych poprzecznych skutków elektrycznych będziemy też mieli poprzeczne skutki termiczne. Jeżeli bowiem prąd elektryczny płynie przez pręt, elektrony ujemne, które w warunkach rysunku 13. odchylają się do góry, nabywają w ruchu, pod działaniem pola elektrycznego, pewnej energji kinetycznej, tak iż posiadać będą energję większą od zwykłej, cieplnej. Uderzając o cząsteczki (molekuły) w górnej części pręta, oddadzą im część swej energji, wskutek czego cząsteczki te będą posiadały więcej energji kinetycznej, niż cząsteczki w dolnej części pręta. Innemi słowy, górna strona pręta będzie miała temperaturę wyższą od dolnej. Podobnie też, jeżeli przez pręt płynie prąd ciepła, elektrony poruszające się w jego kierunku odchylą się na dół i oddadzą swój nadmiar energji dolnej części pręta; ta więc będzie miała temperaturę wyższą od górnej.

Doświadczenia nad temi skutkami poprzecznemi są nadzwyczaj trudne; badaczom atoli, którzy gorliwie dziedzinę tę uprawiali, udało się je odkryć; okazali oni, że poprzeczna różnica temperatur, powstająca dzięki przepływowi prądu elektrycznego, posiada ten sam kierunek (czyli znak) we wszystkich metalach, że natomiast poprzeczny skutek elektryczny prądu ciepła odstępuje od teorji w sposób podobny, jak zjawisko Halla, a mianowicie, wbrew przepowiedni teoretycznej, nie posiada dla wszystkich metali tego samego kierunku.

Ogółem zachodzą tedy cztery poprzeczne skutki przewodzenia w polu magnetycznym.

(1) Różnica potencjałów przy przepływie prądu elektrycznego.

(2) Różnica temperatur przy przepływie ciepła.

Obadwa te zjawiska odbiegają, co do kierunku, w pewnych metalach od przepowiedni prostej naszej teorji.

(3) Różnica temperatur towarzysząca przepływowi prądu elektrycznego.

(4) Różnica potencjałów towarzysząca prądowi ciepła.

Kierunek tych skutków jest we wszystkich metalach zgodny z przepowiednią teorji.

Skutki podłużne, cieplne i elektryczne.

4. Istnienie tych skutków poprzecznych wprowadzi w grę nowe siły. Widzieliśmy, że panuje różnica w prędkościach nietylko tych elektronów, które poruszają się równolegle do prądu elektrycznego lub do prądu ciepła, lecz również tych, które wędrują prostopadle do prądu i do pola magnetycznego, t. j. od dolnej ku górnej lub od

górnej ku dolnej powierzchni pręta (rys. 13). Prędkość elektronów wędrujących do góry jest mianowicie większa, niż wędrujących z góry na dół. Elektrony te poruszają się prostodadle do pola magnetycznego, podlegać więc będą siłom, starającym się odchylić je prostopadle do pola magnetycznego i do kierunku ich ruchu, t. j. w kierunku prądu. Elektrony natomiast poruszające się w kierunku odwrotnym [t. j. z góry na dół] zostaną odchylone w kierunku przeciwnym prądowi, a ponieważ prędkość ich jest inna, inne też będą siły odchylające. Dzięki temu elektrony wykazywać będą dążność do gromadzenia się u lewego końca pręta (rys. 13.), tak iż znowu otrzymamy różnicę potencjałów i różnicę temperatur między końcami pręta, która nałoży się na zewnętrzną różnicę potencjałów, względnie temperatur, podtrzymującą w pręcie prąd elektryczności, względnie ciepła. Chwila zastanowienia wystarczy, aby się przekonać, że kierunek tej różnicy potencjałów lub temperatur nie zależy od znaku ładunków elektronowych i jest mianowicie taki, iż różnica ta zawsze przeciwdziałać będzie różnicy zewnętrznej, podtrzymującej prąd w pręcie. Różnica ta będzie bardzo mała i niełatwo da się odkryć. W pewnym wszakże przypadku odgrywać może dość ważną rolę. Jeżeli przez pręt umieszczony w polu magnetycznym płynie prąd elektryczny, powstanie w nim podłużna różnica potencjałów opierająca się prądowi, tak iż w obecności pola magnetycznego prąd będzie słabszy, niż po jego usunięciu; innemi słowy, pole magnetyczne zwiększy pozornie opór pręta metalowego. Otóż tę zmianę oporu w polu magnetycznym zdołano odkryć i zmierzyć; jest ona dość znaczna dla bizmutu (który też daje silny skutek Halla), tak iż częstokroć nawet bywa stosowana do pomiaru natężenia silnych pól magnetycznych. Zgodnie z przepowiednią teorji okazało się, że w większości przypadków opór wzrasta w polu magnetycznym; w innych jednak przypadkach, a zwłaszcza, kiedy chodzi o metale magnetyczne, opór rośnie wprawdzie w słabych, lecz maleje w silnych polach magnetycznych.

Trudności związane ze zjawiskiem Halla.

5. Musimy teraz zająć się wspomnianą już niezgodnością, polegającą na tym, że znak skutków poprzecznych (1) i (2) (str. 130.) nie we wszystkich metalach odpowiada przepowiedni prostej naszej teorji. Niezgodność ta zwróciła na się dość wielką uwagę, zdaniem moim, o wiele większą, niż na to zasługuje.

Łatwo można się przekonać, że, kiedy, według teorji tej,

znak skutków (3) i (4) nie zależy od znaku ładunków elektronowych, znak skutków (1) i (2) jest od niego zależny. Gdybyśmy więc przypuścili, że na prąd składają się swobodne cząstki dodatnie, zarówno jak ujemne, różnicę znaków w różnych metalach rzucićby można na karb przewagi działania bądź jednej, bądź drugiej grupy tych cząstek różnoimiennych. Dla czytelnika obytego z występującemi w dawniejszych teorjach elektrostatyki dwoma rodzajami elektryczności, które miały być identyczne pod każdym względem, z wyjątkiem tylko ich wzajemnego działania, żadne inne wyjaśnienie nie mogłoby być prostsze lub bardziej pożądane; najpewniejszą jednak zdobycz nowoczesnych badań w dziedzinie zjawisk elektrycznych stanowi stwierdzenie zasadniczych różnic między elektrycznością dodatnią a ujemną. Z jedną z tych różnic spotkaliśmy się już przy omawianiu magneto-optyki, najważniejsze jednak cechy odróżniające jeden rodzaj elektryczności od drugiego rozważymy dopiero w części następnej. Lecz tu już musimy przytoczyć z góry pewne wypływające z nich wnioski.

Widzieliśmy (str. 105.), że jakiekolwiek co do istoty swej miałyby być cząstki naładowane, na których ruchu polega prąd elektryczny, warunkiem zasadniczo ważnym jest to, aby cząstki te były we wszystkich metalach identyczne. Podaliśmy już powody, dla których przyjąć należy istnienie cząstek ujemnie naładowanych, wspólnych wszystkim ciałom, a w miarę zagłębiania się w nasz przedmiot nagromadzimy na poparcie tego założenia dalsze jeszcze dowody; lecz do czasów najświeższej daty nie można było przytoczyć żadnego dowodu na korzyść istnienia podobnie rozpowszechnionych cząstek dodatnich. Obecnie wprawdzie istnienie takich cząstek wydaje się wogóle możliwym, lecz mało jest prawdopodobne, aby mogły istnieć w warunkach takich, jakie panują w metalu stałym. Słowem, hipotezy „elektronów dodatnich“ nie można już teraz odrzucić bez ceremonji, jak przed kilku chociażby miesiącami.

Aczkolwiek jednak istnieją może uniwersalne cząstki dodatnie, wysoce nieprawdopodobna, aby mogły one odgrywać jakąś rolę w przewodzeniu metalicznym. Kiedy bowiem elektrony ujemne są o wiele mniejsze od atomów, „elektrony dodatnie“ — jeżeli istnieje coś podobnego — są również wielkie, jak atom wodoru [przynajmniej]. Gdy więc bez żadnej trudności pomyśleć sobie możemy, że bardzo małe elektrony ujemne poruszają się swobodnie w ciele stałym, trudno sobie wyobrazić tak wielkie, jak atom,

a latające pośród gęsto upakowanych cząsteczek [molekuł] ciała stałego. W ciekłym nawet elektrolicie opór tarcia dla jonu (czyli atomu naładowanego) jest około 4000 razy większy*, niż dla ujemnego elektronu w metalu; samo zaś nieistnienie elektrolitów stałych dałoby się może przypisać temu, że jony w ciele stałym wogóle nie mogą się poruszać. Gdyby nawet w ciele stałym znajdowało się tyleż swobodnie poruszających się „elektronów dodatnich", co ujemnych, nie mogłyby one w każdym razie przenosić więcej, niż jedną czterotysięczną część całego prądu**.

Nie brak też innych, nie tak już bezpośrednich, lecz również przekonywających powodów do odrzucenia wszelkich prób wyjaśnienia zmiennego znaku zjawiska Halla przez działanie swobodnych cząstek dodatnich. Warunki, którym koniecznie czyniłby musiał zadość ruch względny cząstek dodatnich i ujemnych, aby metal jako całość nie nabył ładunku elektrycznego, trudno pogodzić z dostrzeżonemi zjawiskami termoelektrycznemi. Zresztą, gdyby nawet zmienność znaku dla zjawiska Halla dała się wytłumaczyć przez swobodne elektrony dodatnie, nie możnaby na karb ich położyć ani zmian znaku skutku podłużnego, ani też zmienności stosunku Wiedemanna-Franza. W celu pogodzenia teorji z temi zjawiskami należałoby wprowadzić jakąś nową hipotezę; jeżeli zaś nie możemy jeszcze zdobyć się na żadną zupełnie dobrą, lepiej oczywiście czekać, w nadziei, że nasunie się

* Dla elektronów [właściwych, t. j. ujemnych] w metalu opór r można obliczyć w sposób następujący:

według (16), str. 114., mamy $r=\frac{4\alpha T}{lu}=\frac{N\varepsilon^2}{\sigma}$.

Dla przeciętnego metalu $\sigma=10^{17}$, N prawdopodobnie $=10^{23}$ (patrz rozdz. X.), jedno i drugie w okrągłych cyfrach; mamy więc

$$r=\frac{10^{23}\times(3{\cdot}4\times10^{-10})^2}{10^{17}}=10^{-13}.$$

Dla elektrolitu prędkość jonu wodorowego w polu elektrycznym o 1 wolcie ($\frac{1}{300}$ jedn. elektrostat.) na centymetr wynosi 3×10^{-3},

tak iż $r=\frac{X\varepsilon}{v}=\frac{3{\cdot}3\times10^{-3}\times3{\cdot}4\times10^{-10}}{3\times10^{-3}}=4\times10^{-10}$; patrz (15), str. 113.

** Później wypadnie nam rozważyć cząstki dodatnie, o olbrzymich prędkościach, przenikające w głąb ciał stałych; lecz dzieje się to jedynie kosztem znacznych ilości energji zużywanej na rozbijanie cząsteczek (molekuł) stojących im na drodze.

jedyne jakieś przypuszczenie, które naraz wyjaśni wszystkie trudności. Nie sądzę, aby ktoś (chyba ze względów historycznych) zechciał chociażby zadać sobie trud walczenia przeciw hipotezie elektronów dodatnich; spory, jakie się nad tym przedmiotem toczyły, powstały stąd, że Drude w swej pierwszej teorji, zbudowanej przed zdobyciem obecnej naszej wiedzy co do elektryczności dodatniej, oparł swe rachunki na założeniu dwojakiego rodzaju elektronów. W swych ostatnich natomiast rozprawach poświęconych temu przedmiotowi wprowadził on proste założenie, na którym opierają się wywody tego rozdziału.

Trudności teorji elektronowej, które zaznaczyliśmy w tym rozdziale, znikną niewątpliwie, gdy lepiej poznamy stosunek elektronów do atomów, a nietrudno zrozumieć, jak pogłębione w tym kierunku wiadomości wyświetlić mogą sprawę zjawiska Halla. Zważmy, że elektrony przenoszące prąd elektryczny nie poruszają się jednostajnie w tym samym kierunku. Biegną one we wszystkich możliwych kierunkach, tylko naogół [czyli makroskopowo] wędrują w kierunku przeciwnym względem prądu. Elektrony [indywidualne] poruszające się z prądem, doznają odchylenia w jednym, poruszające się zaś przeciw prądowi—w drugim, wprost przeciwnym kierunku. Jeżeli, jak założyliśmy, elektrony, z pominięciem wpływu pola elektrycznego, poruszają się w jednakich liczbach we wszelkich możliwych kierunkach, odchylenie wypadkowe całego roju elektronów będzie zgodne co do kierunku z odchyleniem tych, które poruszają się przeciw prądowi. Jeżeli jednak (co jest wcale możliwe) atomy wyrzucają z siebie elektrony przeważnie w kierunku prądu, odchylenie wypadkowe może zgadzać się co do kierunku z odchyleniem tych elektronów, które poruszają się wraz z prądem,— co tłumaczyłoby „błędny“ [t. j. sprzeciwiający się wymaganiom teorji pierwotnej] znak zjawiska Halla.

Być może, że nauka okolicznościowo ucieknie się do podobnego wyjaśnienia niezgodności przejawiającej się w skutku poprzecznym elektrycznym. Gdy jednak chodzić będzie o skutek termiczny, będzie musiała wziąć w rachubę atomy dodatnio naładowane, które, nie mogąc wprawdzie poruszać się stale w jednym kierunku, tyle wszakże posiadają swobody, aby mogły drgać naokoło pewnych stałych punktów; drgania ich zaś stanowczo podlegać będą działaniu pola magnetycznego, tym samym zaś mogą odgrywać ważną rolę przy wytknięciu wypadkowego kierunku poprzecznego skutku termicznego.

Dobrze będzie streścić tu krótko przedmiot ostatnich pięciu rozdziałów.

Streszczenie. Założenie podstawowe teorji elektronowej. Własności elektryczne materji przypisać można działaniu oddzielnych („dyskretnych") cząstek, obdarzonych ładunkami elektrycznemi.

Stała dielektryczna. W przewodnikach cząstki te mogą poruszać się swobodnie, mając do zwalczenia tylko opór tarcia. W izolatorach natomiast podlegają siłom sprężystym*, które utrzymują je w stałych położeniach [t. j. pozwalają im drgać w ciasnych tylko granicach naokoło pewnych stałych położeń równowagi].

Załamanie światła. Te cząstki naładowane posiadają masę. Światło selektywnie pochłaniane lub takoż wysyłane przez dane ciało posiada ten sam okres drgania, co cząstki naładowane, drgające pod działaniem sił sprężystych. Siły te zależą od budowy atomów rozważanego ciała.

Magnetyzm. Indukcja magnetyczna w danym ciele jest objawem zmiany ruchu zawartych w nim cząstek naładowanych, zmiany, zachodzącej pod działaniem zewnętrznego pola magnetycznego. Zjawiska magneto-optyczne świadczą, że pewne przynajmniej cząstki są wspólne wszystkim pierwiastkom. Uniwersalne te cząstki posiadają $3{\cdot}4\times10^{-10}$ jednostek elektrostatycznych ładunku ujemnego, a masa każdej z nich wynosi około $^1/_{1700}$ masy atomu wodoru. Są one prawdopodobnie składnikami wszystkich atomów. Nazwano je elektronami; terminem tym posługiwać się będziemy odtąd w ciaśniejszym znaczeniu, niż na str. 51., nie stosując go do wszystkich cząstek obdarzonych ładunkiem ε, lecz do tych jedynie, które są wspólnemi składnikami wszystkich ciał. Przy tym więc znaczeniu słowa, jedyne elektrony, dla których istnienia przytoczyć możemy dowody z dziedziny zjawisk magneto-optycznych, posiadają ładunek o znaku ujemnym.

Przewodzenie elektryczności i ciepła. W przewodnikach znajdują się swobodne cząstki naładowane, biorące udział w ruchu cieplnym cząsteczek tych ciał (metali stałych) i mogące wędrować wśród nich pod działaniem pola elektrycznego. Nie ulega żadnej niemal wątpliwości, że cząstki te są to uniwersalne elektrony.

* t. j. rosnącym w miarę oddalania się cząstek od pewnych położeń równowagi. Przyp. tłum.

Hipotezy powyższe dają wyjaśnienie jakościowe, wystarczające dla wszystkich zjawisk, któreśmy uwzględnili. Stałe liczebne, otrzymane na drodze rachunku, niezawsze zgadzają się zupełnie ze znalezionemi doświadczalnie; niezgodność wyjaśnić należy za pomocą dalszych hipotez dotyczących związku między elektronami ujemnemi a atomami, które przy stracie jednego lub kilku elektronów ładują się dodatnio.

Obecnie zwrócimy uwagę naszą ku zupełnie nowej grupie dociekań, które różnią się od powyższych tak co do przedmiotu, jak i metody, lecz w sposób zadziwiający potwierdzają wynikające z nich wnioski.

Bibljografja do rozdziału VII.

Zjawisko Halla: E. H. Hall, Phil. Mag. (5) X, str. 136.

Skutki cieplne: Ettingshausen i Nernst, Wied. Ann. XXIX., str. 343; 1886. Zestawienie wyników doświadczalnych jest podane w Winkelmanna Handbuch der Physik, t. V., str. 449—468; co do dalszych prac, patrz Grunmacha, Phys. Zeitschr., VII., str. 729; 1906.

Co do teorji tych zjawisk patrz rozprawy Drudego, Thomsona i Lorentza podane we wskazówkach bibljograficznych ostatniego rozdziału.

Cały szereg prac Everdingena dotyczących wszystkich opisanych w tym rozdziale zjawisk znajdzie czytelnik w Proc. Amst. Acad., 1896—1899. Zasługuje też na uwagę ważna rozprawa teoretyczna tegoż autora ogłoszona w Arch. Néerl. (2) VI., 294—302; 1902.

CZĘŚĆ III.

TEORJA ELEKTRONOWA. METODY INDUKCYJNE.

ROZDZIAŁ VIII.

PRZEWODZENIE ELEKTRYCZNOŚCI W GAZACH.

Uwagi wstępne.

1. Przewodnictwo gazów w stanie zwykłym i przy ciśnieniu atmosferycznym jest nadzwyczaj małe; dopiero w ostatnich kilku latach zdołano dowieść niezaprzeczenie, że gazy posiadają wogóle jakąś zdolność przewodzenia. Jeżeli dwie różnoimiennie naładowane płyty metalowe, podparte na najlepszych izolatorach stałych lub ciekłych, umieścimy naprzeciw siebie w naczyniu wypełnionym powietrzem lub innym gazem przy ciśnieniu atmosferycznym, ładunki płyt stopniowo zobojętnią się wzajemnie; przez długi jednak czas nie wiedziano z pewnością, czy przewodzenie w tym przypadku zachodzi przez gaz, czy też raczej przez podpory. Zdawałoby się, że wątpliwość tę łatwo usunąć można, wypompowując gaz z naczynia i obserwując, czy przewodzenie zmniejszy się dzięki temu; gdybyśmy jednak wykonali podobne doświadczenie i znaleźli nawet zmniejszoną prędkość neutralizacji ładunków, moglibyśmy położyć to na karb izolacji podpór, ulepszonej dzięki wysuszeniu ich powierzchni; wiadomo bowiem, że w atmosferze wilgotnej większość izolatorów pokrywa się powierzchniową warstewką wody, która zwiększa ich przewodnictwo. Gdy zaś sprawę tę rozstrzygnięto ostatecznie, okazało się, że przewodnictwo gazów w zwykłych warunkach jest tak małe, iż nie możnaby było zbadać go dość ściśle, gdyby zagadnienie dotyczące gazów nie wyświetliło się skądinąd.

Wiedziano już oddawna, że przewodnictwo gazu daje się

zwiększyć przez wystawienie go na wpływ pewnych czynników; tak np. w sąsiedztwie ciała rozżarzonego do czerwoności gazy przewodzą dość dobrze; podobnie też zachowują się gazowe produkty spalenia, unoszące się z płomienia. Dalej, wiedziano, że wprawdzie przy umiarkowanym natężeniu pola elektrycznego można otrzymać tylko bardzo słaby prąd w gazie, lecz że przy ustawicznym zwiększaniu tego natężenia następuje chwila, kiedy nagle przepływa bardzo znaczny prąd w postaci „iskry wyładowania“ i że iskra ta przeskakuje przy natężeniu pola tym mniejszym, im mniejsze jest ciśnienie gazu. Wobec tego przypuszczono, że gaz opiera się w pewien sposób przejściu prądu, że jednak, gdy poddajemy go dość wielkiej sile, „rozrywa się“ i przepuszcza prąd. W takim zaś razie prąd powinienby bez żadnej zupełnie trudności przechodzić przez przestrzeń wolną od gazów i od wszelkiej wogóle materji; okazało się jednak, niestety, że w miarę rozrzedzania gazu poza pewną granicę otrzymuje się wzrost oporu zamiast zmniejszenia, i że przez najlepsze „próżnie“, jakie daje się osiągnąć, żaden wogóle prąd przejść nie może.

Do roku 1896 nagromadzono mnóstwo faktów, nie zdobyto się jednak na żadną teorję, która mogłaby je należycie powiązać. W całej tej dziedzinie panowało zamieszanie, a przecież wielu już badaczy przeczuwało, że z wyjaśnienia własności elektrycznych gazów wyłoni się odpowiedź na wiele najbardziej palących zagadnień fizyki. Kiedy wreszcie znaleziono nić przewodnią, przedmiot ten zaczął się rozwijać z bezprzykładną w historji nauki szybkością, i okazało się, zgodnie z oczekiwaniem, że badania nad przewodzeniem elektryczności w gazach torują drogę do nowej zgoła i nierozwiniętej dziedziny naukowej. Niechaj czytelnik spojrzy na rozdział Recent Researches in Electricity and Magnetism prof. J. J. Thomsona, poświęcony przewodnictwu gazów, a napisany w roku 1893, t. j. na krótko przed znalezieniem owej nici przewodniej, i niechaj porówna go z pracą tegoż autora Conduction of Electricity through Gases, ogłoszoną dokładnie dziesięć lat później. W tym krótkim czasie stanowisko jego względem zagadnień elektrycznych zmieniło się całkowicie.

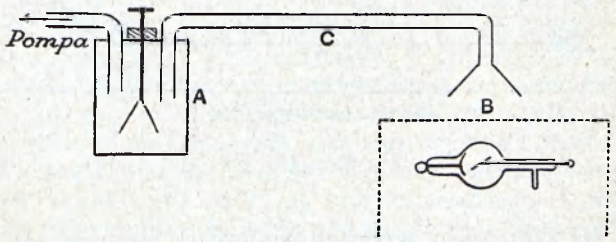
Roku 1895 prof. W. C. Roentgen z Würzburga odkrył słynne promienie, noszące jego nazwisko. Odkrycie to ściągnęło na się uwagę ogółu głównie ze względu na swe zastosowania lekarskie; lecz jakkolwiek wielkim jest przewrót wywołany przez zastosowanie promieni Roentgena do chirurgji i wielką ulga sprawiona

przez nie cierpiącej ludzkości, znaczenie ich było bodaj czy nie większe dla fizyka, niż dla chirurga, a to dzięki światłu, jakie rzuciły na gałąź fizyki, stanowiącą przedmiot tego rozdziału. Prawda, że posiadają one znaczenie raczej historyczne, niż logiczne, że — jak wiemy obecnie — odkrycia zasadnicze mogłyby w tej dziedzinie być dokonane, gdyby nawet promieni tych nigdy nie poznano, lecz faktycznie zrodziły się one z badania tych właśnie promieni.

W następnym wykładzie porzucimy metodę historyczną zupełnie i postaramy się przedstawić stan obecny tej gałęzi wiedzy w porządku logicznym.

Przewodnictwo pod działaniem promieni Roentgena.

2. Jeżeli przez gaz przechodzą promienie Roentgena, staje się on przewodnikiem elektryczności, czyli, ściślej, przewodnictwo jego zwiększa się olbrzymio; po usunięciu promieni przewodnictwo słabnie szybko, tak iż po upływie kilku sekund gaz nie przewodzi lepiej, niż przed wystawieniem go na działanie promieni. Aby okazać to działanie, przepuszcza się prąd powietrza przez aparat naszkicowany na rys. 14. Gaz ten wchodzi

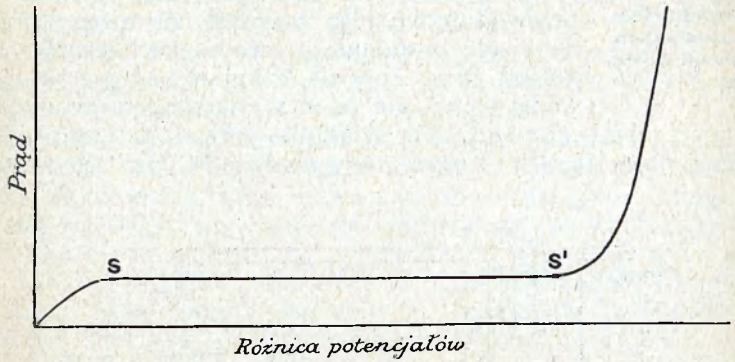


Rys. 14.

nasamprzód do naczynia lejkowatego B, w którym jest wystawiony na działanie promieni Roentgena, następnie przez rurkę C dostaje się do naczynia A, w którym mieści się elektroskop o listkach złota. Dopóki promienie nie działają na gaz w naczyniu B, elektroskop (jak sądzić można z rozbieżności jego listków) traci ładunek nadzwyczaj powolnie; skoro jednak powietrze w B staje się, dzięki promieniom, dość dobrym przewodnikiem i wpada [wessane przez pompę] do A, ładunek ucieka do ścian tego na-

czynia, i listki elektroskopu opadają. Jeżeli jednak prędkość płynącego powietrza jest bardzo mała, straci ono przewodnictwo nabyte w B, zanim dotrze do A, i prędkość wyładowywania się elektroskopu będzie tak mała, jak w zwykłych warunkach. Jeżeli w rurce C umieścimy zatyczkę z bawełny, promienie nie będą wywierały na elektroskop żadnego działania przy najszybszym nawet prądzie powietrza; w przejściu przez zatyczkę bawełnianą powietrze traci przewodnictwo nabyte dzięki promieniom.

Godnym uwagi jest związek między różnicą potencjałów panujących na granicach gazu a płynącym przezeń prądem; wykres tego związku mamy na rys. 15. Gdy różnica potencjałów



Rys. 15.

wzrasta od zera, prąd wzrasta stopniowo, lecz nie tak prędko, jak różn. pot. (a więc nie według prawa Ohma, ważnego dla zwykłych przewodników): przyrost prądu dla danego przyrostu różn. pot. maleje w miarę jak różn. pot. rośnie, aż nareszcie prąd zupełnie przestaje rosnąć, przy dowolnym przyroście różnicy potencjałów. [Innemi słowy, krzywa wznosi się zrazu szybcej, później coraz powolniej, aż wreszcie, przy S, całkiem przestaje się wznosić, czyli biegnie poziomo.]

Ten prąd graniczny, którego natężenie nie zależy od natężenia pola elektrycznego, lecz tylko od objętości oraz własności gazu i od działających nań promieni, nazywa się p r ą d e m n a s y c e n i a. Natężenie jego wyraża się przez rzędną części poziomej

SS′ powyższego wykresu. Przy dalszym zwiększaniu natężenia pola elektrycznego, poza punkt S′, następuje stadjum, w którym przez gaz przeskakuje iskra i prąd wzrasta znowu; w naczyniach o kształcie i rozmiarach, zwykle dla doświadczeń takich używanych, odstęp [SS′] między różnicą potencjałów nasycenia a różnicą potencjałów, przy której przez gaz zaczynają bić iskry, jest bardzo wielki. Jeżeli przewodnictwo nie jest wyjątkowo wielkie, prąd nasycenia dla jakiegokolwiek gazu przy ciśnieniu atmosferycznym otrzymujemy przy natężeniu pola elektrycznego 1000 woltów na cm., gdy tymczasem wyładowanie w postaci iskry wymaga, przy tymże ciśnieniu, około 30000 woltów na centymetr.

Jony gazowe.

3. Fakty te opisali i wytłumaczyli J. J. Thomson i Rutherford w r. 1896. Przypuścili oni, że gaz nabywa zdolności przewodzenia dzięki temu, że w ten lub ów sposób wprowadzamy doń [lub wytwarzamy w nim] pewną liczbę cząstek naelektryzowanych po części dodatnio, po części ujemnie. Mamy tu więc znowu zasadniczą hipotezę teorji elektronowej; przewodzenie w gazach, podobnie jak wszystkie inne zjawiska elektryczne, można przypisać działaniu oddzielnych [dyskretnych] cząstek naładowanych. Jeżeli gaz zawarty w naczyniu A podlega działaniu pola elektrycznego, cząstki dodatnie wędrują ku granicy ujemnej, ujemne — ku granicy dodatniej tego pola, na tym zaś ruchu ładunków polega prąd elektryczny w gazie. Skoro jednak gaz, po usunięcia pola, jest pozostawiony samemu sobie, cząstki różnoimiennie naelektryzowane przyciągają się wzajemnie i łączą się znowu parami. Kiedy zaś wszystkie już cząstki połączyły się w ten sposób, zobojętniwszy wzajemnie swe ładunki, nie wędrują już one przy ponownym wprowadzeniu pola elektrycznego, t. j. gaz nie posiada już nabytego pierwotnie przewodnictwa. Jeżeli jednak gaz znajduje się stale pod działaniem promieni Roentgena, zjawiają się w nim ustawicznie nowe cząstki naładowane; liczba cząstek wytwarzanych równa się liczbie cząstek ubywających w tymże czasie przez łączenie się w pary, tak iż liczba całkowita cząstek naelektryzowanych jest stała w czasie, czyli gaz znajduje się w stanie statecznym. Lecz w stanie tym gaz jako całość nie zdradza żadnego ładunku; suma więc ładunków wszystkich cząstek dodatnich musi równać się sumie ładunków wszystkich cząstek ujemnych.

Jeżeli gaz przecedzamy przez zatyczkę z bawełny [umieszczoną w rurce C, rys. 14.], cząstki naładowane, różniące się od zwykłych cząsteczek, czyli molekuł gazu, zostają zatrzymane, gdy

tymczasem molekuły nienaładowane przechodzą. Nie znaczy to, aby cząstki naelektryzowane miały koniecznie być większe od molekuł, sama bowiem okoliczność, że pierwsze posiadają ładunek, gdy drugie są obojętne, mogłaby już wystarczyć do wstrzymania cząstek naelektryzowanych. Cząstki te można też, dogodniej nawet, usunąć z gazu, przepuszczając go przez rurkę, w której panuje silne pole elektryczne poprzeczne; wówczas, oczywiście, cząstki naładowane wymykają się z prądu gazu i przylegają do przeciwnie naładowanych granic pola [np. płyt kondensatora ustawionych równolegle do prądu gazu].

Rozważmy teraz zależność prądu elektrycznego od różnicy potencjałów w takiej mieszaninie cząsteczek obojętnych i cząstek naelektryzowanych. Im większe natężenie pola (czyli spadek potencjału na jednostkę długości), z tym większą prędkością poruszają się cząstki i tym mniej potrzebują czasu, aby z dowolnego punktu pola przedostać się do granicy pola. Każda zaś cząstka w wędrówce swej ku granicy napotkać może cząstkę o znaku przeciwnym i połączyć się, tracąc przez to swą zdolność przewodzenia elektrycznego. Im krócej trwa ta wędrówka, tym mniej prawdopodobnym będzie takie spotkanie, tym większą więc liczba cząstek, które wyszły z danego miejsca i dotarły wraz ze swym ładunkiem do granicy pola; prąd więc elektryczny, którego miarą jest liczba takich właśnie cząstek, będzie wzrastał wraz z różnicą potencjałów. Oczywista jednak, że prąd nie może rosnąć bez końca; osiągnie on górną swą granicę, jeżeli czas całej wędrówki cząstek jest tak krótki, że żadna z nich nie łączy się z cząstką o znaku przeciwnym, że więc tyle ich przybywa w ciągu danego czasu do granicy pola, ile wytwarza się w gazie w tymże czasie. Ta właśnie liczba cząstek, pomnożona przez ładunek każdej, daje „prąd nasycenia". Dalszy przyrost prądu, dający się dostrzec przy silniejszych jeszcze polach [t. j. poza punktem S′ wykresu 15.], można przypisać jedynie zwiększonej prędkości wytwarzania nowych cząstek naładowanych.

Według tego wyjaśnienia proces przewodzenia prądu jest w zasadzie ten sam dla metalu, czy elektrolitu, czy też gazu. We wszystkich tych przypadkach polega on na wędrówce cząstek naładowanych, znaczne zaś różnice między prawami, które rządzą przewodzeniem w różnych stanach materji, powstają jedynie z odmiennej istoty cząstek naładowanych, z różnych sposobów ich wytwarzania się i stosunków do otaczającego je ośrodka. Wobec podobieństwa między przewodzeniem gazowym a elektroli-

tycznym przeniesiono nomenklaturę z drugiego na pierwsze. Wędrujące cząstki naładowane nazwano jonami, gaz zaś, który dzięki ich obecności nabył zdolności przewodzenia, zjonizowanym, sam wreszcie proces jonizowania gazu — jonizacją. Ostatniego terminu używa się też w znaczeniu ilościowym, w celu wyrażenia koncentracji jonów w gazie, czyli liczby jonów przypadających na jednostkę objętości. Elektrodę ujemną [w naczyniu zawierającym gaz] nazwano katodą, dodatnią zaś — anodą, jak w zwykłej elektrolizie.

Wybitna różnica między stosunkiem prądu do spadku potencjału w gazach a w ciałach stałych lub ciekłych pochodzi z różnego sposobu powstawania w nich jonów. Ani w ciałach stałych, ani w cieczach cząstki naładowane nie wytwarzają się z prędkością stałą, niezależną od natężenia pola, tak iż ani dla jednych, ani dla drugich nie może być mowy o prądzie nasycenia. W ciałach stałych prędkość wytwarzania elektronów wzrasta prawdopodobnie wraz z natężeniem pola, w elektrolicie całkowita liczba cząstek naładowanych zależy od ilości obecnego rozczynu, a dopóki ostatniego nie zbraknie, prąd rośnie wraz z różnicą potencjałów. Stan „nasycenia“ następuje po całkowitym dopiero wyczerpaniu elektrolitu.

Tymczasem pozostawimy na uboczu wszelkie sprawy dotyczące sposobu wytwarzania jonów. Z małemi wyjątkami, które nie posiadają zresztą istotnego znaczenia, własności jonów zależą tylko od właściwości i od stanu gazu, nie zaś od sposobu ich powstawania. Własności te rozważymy obecnie. Dwie z nich, ładunek i prędkość, dają się zmierzyć bezpośrednio, a z nich wyniknąć powinny wszystkie inne własności jonów.

Ładunek jonu.

4. W obecnej fazie naszych dociekań możemy zgóry już przewidzieć, że ładunek jonu gazowego będzie się równał ładunkowi elektronu ε lub prostej jego wielokrotności. W istocie pytanie co do ładunku jonu powstało jeszcze przed zdobyciem wyłożonego w ostatniej Części materjału dowodowego. Lecz, gdybyśmy odwrócili nawet porządek historyczny, badania doświadczalne, które niebawem opiszemy, posiadałyby zasadnicze znaczenie. Chociaż bowiem znamy z gruba wartość ładunku jednostkowego, wiadomości nasze pod tym względem bynajmniej nie posiadają tej ścisłości, jakiej żądać musimy. Najbardziej określone dane nasze opierają się na elektrolizie: doświadczalnie wyznaczyć się daje dość ściśle iloczyn ładunku i liczby cząsteczek (molekuł) w centymetrze sześciennym wodo-

ru, co do tej liczby cząsteczek musimy jednak się uciec do niepewnych wyników teorji kinetycznej gazów, z której wyprowadzono mianowicie wartości sięgające od 10^{19} do 10^{20}.

Zaznaczmy tu, że dowód tożsamości ładunków jonowych (gazowych) i elektrolitycznych posiadano jeszcze przed dokładnym oznaczeniem jednych i drugich. Zeleny dowiódł, że z jego oceny prędkości jonów (patrz niżej) oraz z pewnych wyników otrzymanych przez Townsenda dla dyfuzji jonów w gazach obliczyć się daje iloczyn ładunku jonowego przez powyższą liczbę cząsteczek. Dla iloczynu tego znalazł on wartości sięgające od $1{\cdot}00\times10^{10}$ do $1{\cdot}65\times10^{10}$, które zgadzają się dobrze z wartością $1{\cdot}22\times10^{10}$ wyprowadzoną z elektrolizy.

Wyznaczenia bezpośredniego ładunku jonu dokonał J. J. Thomson w roku 1898; doświadczenia jego stanowią jeden z najgodniejszych podziwu przykładów pomysłowości naukowej; tu jednak możemy podać co najwyżej tylko szkic ich zasady.

Możemy ocenić ładunek przysługujący każdemu jonowi gazowemu, jeżeli umiemy zmierzyć (1) ładunek całkowity wszystkich jonów zawartych w gazie w danej chwili oraz (2) liczbę tych jonów. Pierwsza wielkość nie sprawia żadnej trudności. Poddajmy gaz wpływowi dowolnego czynnika jonizującego, jak np. promieniom Roentgena, dopóki nie nastąpi stan równowagi między liczbą jonów wytwarzanych w ciągu sekundy przez te promienie a liczbą znikających w tymże czasie dzięki łączeniu się z jonami przeciwnego znaku. W tym stanie usuńmy nagle promienie jonizujące i poddajmy gaz niezwłocznie działaniu silnego pola elektrycznego. Wówczas wszystkie obecne w gazie jony, dodatnie i ujemne, zaczną wędrować ku granicom pola, a jeżeli ostatnie jest dość silne, wędrówka każdego jonu będzie trwała tak krótko, iż podczas niej nie nastąpi dostrzegalna liczba połączeń w pary, tak iż całkowita liczba jonów, które dotrą do granicy* pola, będzie się równała liczbie jonów obecnych w gazie w chwili przyłożenia pola elektrycznego. Łącząc więc granicę pola [t. j. np. jedną z okładek kondensatora] z elektrometrem, możemy zmierzyć nabyty przez nią ładunek, a tym samym ładunek całkowity wszystkich obecnych w gazie jonów jednoimiennych. Zaznaczmy tu, że, jeżeli czynnikiem jonizującym są promienie

* t. j. jonów dodatnich, które dotrą do granicy ujemnej, lub ujemnych, które dotrą do dodatniej. Przyp. tłum.

Roentgena, ładunek całkowity wszystkich jonów dodatnich jest ten sam, co wszystkich ujemnych*.

Pomiar liczby jonów zawartych w gazie był o wiele trudniejszy, dokonano go jednak za pomocą nader pomysłowej metody nakreślonej przez J. J. Thomsona, a opartej na pewnym odkryciu C. T. R. Wilsona.

Wiadomo, że ilość wody, która może istnieć w stanie pary w danej objętości gazu, w znacznym stopniu zależy od jego temperatury, i że, jeżeli oziębiamy gaz nasycony parą wodną, nadmiar pary (t. j. różnica między ilością, którą gaz zawierać może przy wyższej, a tą, którą zawierać może przy niższej temperaturze) osadza się w postaci deszczu lub mgły. Aitken dowiódł, że to wydzielanie się nadmiernej ilości wody zależy od obecności w gazie małych cząstek stałych, czyli pyłków, które stają się jądrami tworzących się kropel ciekłych; jeżeli uwolnimy gaz zupełnie od pyłu, filtrując go przez przędzę bawełnianą, możemy oziębić go znacznie poniżej temperatury, przy której w obecności pyłu utworzyłaby się mgła, a nie otrzymamy ani śladu mgły. Niezbędność jąder do tworzenia się kropel jest, jak łatwo okazać, wynikiem napięcia powierzchniowego cieczy, a im większy *(caeteris paribus)* jest pyłek, tym skuteczniej działa jako jądro i tym mniejsza ilość pary wodnej, jaką gaz w jego obecności daje się przesycić. (Przez p r z e s y c e n i e rozumiemy stosunek obecnej w gazie masy pary wodnej, do tej, którą gaz mógłby zawierać bez skroplenia w obecności bardzo wielkich jąder.)

C. T. R. Wilson spostrzegł, że jony posiadają osobliwe własności co do tworzenia mgły w gazach przesyconych wilgocią [t. j. parą]. W doświadczeniach swych oziębiał on gazy przez rozprężanie adiabatyczne, tak iż obniżenie temperatury mógł obliczyć ze znanych objętości początkowej i końcowej oraz ze stosunku ciepeł właściwych gazu. Przekonał się tym sposobem, że do wytworzenia mgły w powietrzu zjonizowanym wystarcza przesycenie mniejsze, niż w zwykłym, że więc jony działają jako jądra kondensacyjne. Nie wynika stąd, aby jony koniecznie miały być większe od cząsteczek (molekuł), zawsze w gazie obecnych i rozporządzalnych jako jądra; można bowiem dowieść na drodze rozumowań teoretycznych, że ciało naładowane powinno istotnie być jądrem skuteczniejszym, niż ciało nienaładowane tejże wiel-

* Metoda doświadczeń powyższych była w szczegółach nieco inna od opisanej, opierała się jednak na tej samej zasadzie.

kości. W braku jonizacji niezbędne jest do wytworzenia mgły przesycenie ośmiokrotne, gdy w obecności jonów ujemnych wystarcza czterokrotne, dodatnich zaś — sześciokrotne. Liczby te nie zależą od stopnia jonizacji, ani też (z nielicznemi wyjątkami) od sposobu jej wywołania. Nadto, ilość mgły nie zwiększa się, jeżeli zwiększamy przesycenie od cztero do sześciokrotnego.

Doświadczenia te dostarczają nam cennych danych co do istoty jonów: (1) wskazują, że istnieje różnica między własnościami jonów dodatnich a ujemnych; jon ujemny niekoniecznie jednak musi być większy od dodatniego, pomimo że stanowi jądro skuteczniejsze; gdyby bowiem ładunki ich były nawet jednakowe, różne rozmieszczenie ładunków wystarczałoby do wyjaśnienia dostrzeżonych objawów; (2) dowodzą, że własności jonów nie są określone przez sam sposób ich powstawania i wreszcie (3), że własności wszystkich jonów tego samego znaku są jednakowe; gdyby bowiem istniały w gazie więcej niż dwa rodzaje jonów [t. j. jeden dodatni i jeden ujemny], należałoby spodziewać się więcej niż dwuch zmian w przesyceniu niezbędnym do wytworzenia mgły.

Z tego odkrycia Wilsona skorzystał J. J. Thomson w celu oznaczenia liczby jonów w gazie. W doświadczeniach jego gaz, dla którego oznaczono przedtym ładunek całkowity wszystkich jonów danego znaku, rozprężał się adiabatycznie, oziębiając się do tego stopnia, iż powstawało w nim przesycenie 6 do 8; wówczas tworzyła się mgła około wszystkich* jonów gazu, lecz nie obojętnych jego cząsteczek. Mgła ta zaraz po utworzeniu się zaczęła opadać, kropelki jej bowiem były cięższe od otaczającego je powietrza; dzięki tarciu, czyli „lepkości“ powietrza kropelki rychło osiągały niewielką prędkość stałą, którą można było łatwo zmierzyć, obserwując prędkość opadania górnej granicy mgły. Otóż Stokes obliczył stałą prędkość graniczną dla ciała danych rozmiarów, poruszającego się w ośrodku znanej lepkości pod działaniem siły stałej, jak np. własnego ciężaru. Dla prędkości

* Gdyby jonów było bardzo wiele, woda wydzielająca się przy oziębianiu nie wystarczyłaby do otoczenia każdego z nich, t. j. krople nie utworzyłyby się dokoła k a ż d e g o jonu. W takim razie wynik dostrzeżony zmieniałby się wraz ze stopniem jonizacji; przez posługiwanie się jednak jonizacjami dość słabemi, udało się otrzymać dla ładunku wartość niezależną od stopnia jonizacji. Niezależność ta dowodziła też, że tylko niewiele kropel zawierać mogło więcej, niż po jednym jonie.

tej, v, otrzymał on, mianowicie w przypadku kuli o promieniu a,

wzór $$v=\frac{F}{6\pi ak} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (1),$$

w którym F oznacza siłę, zaś k spółczynnik lepkości ośrodka, czyli, ze względu na $F=mg$, $m=\frac{4}{3}\pi a^3\rho$:

$$v=\frac{2}{9}\frac{ga^2\rho}{k} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (2),$$

gdzie m jest masą, ρ gęstością ciała, zaś g przyśpieszeniem ziemskim.

Stosując wzór ten do rozważanego przypadku, w którym prędkość, siła i lepkość są znane, można obliczyć promień a kropli. Masa całkowita wszystkich kropel równa się masie wody wydzielonej przy oziębieniu gazu, masa bowiem jonu zawartego w każdej kropli jest wobec masy kropli tak mała, iż można ją zaniechać. Obliczenie tej masy całkowitej jest nieco zawiłe, lecz opiera się na dobrze znanych zasadach, tak iż możemy je tu pominąć, odsyłając czytelnika po szczegóły do własnego referatu Thomsona. Jeżeli tedy M jest masą całkowitą wszystkich kropel, możemy obliczyć liczbę ich n, czyli liczbę jonów, według wzorów

$$n=\frac{M}{m} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (3),$$

$$m=\frac{4}{3}\pi\rho a^3 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (4),$$

gdzie, według (2), $$a=\sqrt{\left(\frac{9kv}{2g\rho}\right)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (5).$$

Ładunek zaś e każdego jonu otrzymamy, dzieląc ładunek całkowity wszystkich jonów przez liczbę ich n.

Pierwsze tego rodzaju badania dały dla ładunku jonu gazowego $6{\cdot}5\times10^{-10}$ jednostek elektrostatycznych. Następne atoli, staranniejsze pomiary dały wartość poprawioną:

$$e=3{\cdot}4\times10^{-10} \text{ jednostek elektrostatycznych.}$$

Doświadczenia wykonane z wodorem doprowadziły do tych samych, w granicach błędu doświadczalnego, wyników, co z wodą.

H. A. Wilson użył metody nieco zmienionej, w której obejść

można konieczność mozolnego obliczania całkowitej ilości wody wydzielonej. Mierzy on nasamprzód ładunek całkowity jonów, jak powyżej. Następnie pozwala gazowi rozprężyć się i oziębić, tak aby nastąpiło przesycenie zawarte w granicach 4 do 6 i aby kropelki mgły osiadły na jonach ujemnych, nie na dodatnich, poczym mierzy prędkość opadania mgły, v. Powtarza wreszcie całe doświadczenie, z tą jednak różnicą, iż mgłę opadającą poddaje działaniu pionowego pola elektrycznego X, które na każdą z kropel naładowanych wywiera siłę Xe, przyśpieszającą lub też opóźniającą jej spadek, i mierzy nową prędkość v'.

Ponieważ, według (1), prędkość kropli jest proporcjonalna do działającej na nią siły, mamy

$$\frac{v'}{v} = \frac{Xe + mg}{mg}, \text{ gdzie } m = \frac{4}{3}\pi\rho a^3 \ldots\ldots\ldots (6);$$

lecz według (2) $$v = \frac{2}{9} \cdot \frac{ga^2\rho}{k},$$

a więc $$e = \frac{9\pi\sqrt{2}}{X}\sqrt{\left(\frac{k^3v^3}{g\rho}\right)} \cdot \frac{v' - v}{v}.$$

Posługując się tą metodą, Wilson otrzymał $e = 3{\cdot}1 \times 10^{-10}$. Okazało się, że niektóre krople posiadały dwu i trzykrotną ilość tego ładunku, liczba ich jednak była zbyt mała, aby mogła wywrzeć wpływ dostrzegalny na pomiary Thomsona.

Ponieważ Thomson mierzył przeciętną wartości bezwzględnych ładunku jonów dodatnich i ujemnych, Wilson zaś ładunek samych tylko ujemnych, zgodność przybliżona ich wyników dowodziłaby, że ładunek jonu jest niezależny od jego znaku.

Ładunek jonu gazowego jest ten sam, co użyty w części II. jako ładunek elektronowy (ε), a który okazał się zupełnie zgodnym z doświadczeniami. Słowem, gdziekolwiek zmierzyć możemy ładunek jednej z indywidualnych cząstek, które stanowią cegiełki w gmachu teorji elektronowej, otrzymujemy w wyniku tę samą liczbę: czy pomiary nasze opierają się na przewodzeniu elektrolitycznym lub gazowym, czy też na optyce lub przewodnictwie metali, ładunek ten występuje zawsze jako stała uniwersalna. Wartość jego jest wciąż jeszcze niepewna do 10%, lecz przybliżenie to wystarczy najzupełniej do wszystkich obliczeń, które wypadnie nam wykonać. Mimochodem warto tu zaznaczyć, że, biorąc $\varepsilon = 3{\cdot}4 \times 10^{-10}$, mamy dla liczby cząsteczek (molekuł) przy-

padających na 1 cm.^{3} gazu w warunkach normalnych (t. j. dla zwykle tak zwanej liczby Loschmidta) wartość $N = 3{\cdot}6 \times 10^{19}$.

Prędkość jonów.

5. Uskuteczniono też pomiary prędkości ruchu jonów w danym polu elektrycznym, które doprowadziły do pewnych ciekawych wniosków. Metody tych pomiarów były rozmaite, a o dwuch tylko wspomnimy tu krótko.

Pierwsza z nich opiera się na porównaniu prędkości jonu z prędkością prądu powietrza, w którym jest zawarta. Jeżeli prąd powietrza dmie w jednym kierunku, jon zaś pod działaniem pola elektrycznego porusza się przeciw prądowi, czyli w kierunku odwrotnym, z tą samą prędkością, w wyniku ostatecznym jon wcale nie będzie się poruszał, a więc nie odda swego ładunku żadnej z dwuch elektrod. Metodą tą posłużył się Zeleny, który po raz pierwszy odkrył różnicę prędkości jonów dodatnich i ujemnych.

Druga metoda nie jest już tak oczywista, lecz wygodniejsza zato doświadczalnie. Przypuśćmy, że dwie równoległe do siebie płyty A, B są utrzymywane na stałej różnicy potencjałów i że w ten lub ów sposób wytwarzamy jony tuż przy płycie A. Pod działaniem pola elektrycznego jony o jednym znaku oddadzą swe ładunki płycie A, jony zaś drugiego znaku powędrują ku B. Niechaj w chwili, kiedy właśnie dotrzeć mają do B, kierunek pola się odwróci, tak iż płyta pierwotnie dodatnia będzie teraz ujemną, wówczas jony te zostaną pchnięte wstecz ku A, jony zaś znaku przeciwnego powędrują ku B; lecz kiedy już mają dotknąć B, znowu odwracamy kierunek pola, a tym samym też ich ruchu. Jeżeli więc kierunek pola odwraca się w jednakowych odstępach czasu, i właśnie tak krótkich, że jony nie mogą odbyć swej wędrówki od jednej płyty do drugiej, zanim pole się odwróci, płyta B nie otrzyma żadnego ładunku; jeżeli jednak odstępy te są dłuższe, tak iż jony zdążą przebyć całą drogę przed odwróceniem pola, płyta B otrzyma pewien ładunek. Mierząc ów odstęp czasu między odwróceniami pola, przy którym B zaledwie otrzymywać zaczyna jakiś ładunek, będziemy mieli czas przejścia jonów od jednej płyty do drugiej, a więc też prędkość ich ruchu.

Zauważmy, że, jeżeli prędkości jonów różnoimiennych są jednakowe, odstęp między odwróceniami pola, przy których płyta B zaledwie otrzymuje ładunek dodatni, będzie się równał odstępowi, przy którym B zaledwie otrzymuje ładunek ujemny, a jeżeli liczby jonów jednego i drugiego znaku są sobie równe, płyta ta nie otrzyma ostatecznie żadnego ładunku. W rzeczywistości

jednak prędkości jonów różnoimiennych nie są jednakowe, i płyta nasza otrzymuje ładunek ujemny przed dodatnim.

Do pomiaru tych prędkości użyto też wielu innych metod, które czytelnik znaleźć może w rozprawach przytoczonych na końcu tego rozdziału. Dwie przed chwilą opisane są jednak najbezpośredniejsze.

Okazało się, że prędkość jonu gazowego jest proporcjonalna do natężenia pola, w którym się porusza, t. j. do działającej nań siły: ruch jego, podobnie jak jonu elektrolitycznego, przypomina tedy ruch ciała stałego w ośrodku lepkim. Dalej, prędkość w danym polu zmienia się wraz ze znakiem ładunku jonu, z istotą gazu, jego temperaturą i ciśnieniem. Następująca tabela daje niektóre z dokonanych pomiarów. V_+ i V_- oznaczają prędkość jonu dodatniego, względnie ujemnego, w polu 1 wolta na centymetr, przy ciśnieniu atmosferycznym.

TABELA VII.

	V_+	V_-
Powietrze (suche)	1·36	1·87
Powietrze (wilgotne)	1·37	1·51
Tlen (suchy)	1·36	1·80
Dwutlenek węgla	0·76	0·81
Wodór	6·70	7·95
Dwutlenek siarki	0·5 (przeciętna)	0·5
Hel	1·42	2·03

(Wartości te przysługują jonom wytworzonym przez promienie Roentgena).

Godnym uwagi i sugiestywnym jest związek między prędkością jonów a ciśnieniem gazu. W granicach ciśnienia od atmosferycznego (i wyższych) do 50 cm. rtęci prędkość jonów zmienia się odwrotnie proporcjonalnie do ciśnienia. Otóż, gdyby jon był cząsteczką dostrzegalnych rozmiarów, opór tarcia przy ruchu jego w gazie byłby niezależny od ciśnienia w powyższych granicach, i prędkość jego byłaby stała; gdyby jednak jon był ciałem o rozmiarach molekularnych lub jeszcze mniejszych, tak iż naogół zderzałby się w danej chwili z jedną tylko cząsteczką (molekułą), natenczas prędkość jego ruchu w gazie moglibyśmy wprowadzić w związek z prędkością bezładnego ruchu cieplnego i z przeciętną drogą swobodną, opierając się, mianowicie, na

wywodach rozdziału VI. Według wzoru (8), str. 110., prędkość przy stałej temperaturze byłaby wprost proporcjonalna do przeciętnej drogi swobodnej, t. j. odwrotnie proporcjonalna do ciśnienia, zgodnie z doświadczeniem. Dochodzimy tedy do wniosku, że przy ciśnieniu przekraczającym 50 cm. (rtęci) jony zachowują się, jak cząstki nie o wiele większe od molekuł.

Z doświadczeń nad dyfuzją jednego gazu przez drugi obliczyć można prędkość, z jaką cząsteczki pierwszego poruszają się w drugim pod działaniem danej siły. Ponieważ zaś znamy siłę, działającą na jon w polu o danym natężeniu, przeto z porównania prędkości jonów z prędkością cząsteczki znanych rozmiarów, podlegającej tej samej sile, możemy obliczyć wielkość innych dowolnych cząsteczek. Przy rachunku tym należy wszakże tyle rozmaitych względów wziąć pod uwagę, iż jest on zbyt zawiły, abyśmy go tu podać mogli. Dość będzie wspomnieć, że dla średnicy jonu w powietrzu otrzymano wartość około trzech do czterech razy większą, niż dla cząsteczki (molekuły) tlenu, i że podobne stosunki zachodzą dla większości gazów, z wyjątkiem może wodoru, w którym jon jest niezwykle wielki.

Gdy ciśnienie spada poniżej 50 cm., przyrost prędkości jonów staje się o wiele szybszym. Dla jonu ujemnego szybki ten przyrost zaczyna się mniej więcej od ciśnienia 20 cm., dla jonu dodatniego od 7·5 cm. Ponieważ zaś w fazie tej nie zachodzi żadna zmiana nagła we własnościach lub ruchu cząsteczek, przeto zjawisko to należy przypisać pewnej zmianie własności samych jonów, którą rozważymy w następnym rozdziale.

Zmiany prędkości (jonów) wraz z temperaturą badał doświadczalnie Phillips; otrzymał on równomierny jej wzrost przy rosnącej temperaturze, lecz badania jego, o ile się zdaje, nie rzucają wprost żadnego światła na budowę jonów.

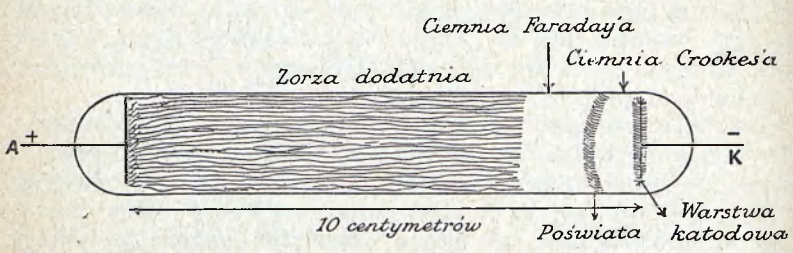
O ile sądzić mamy z zebranego dotychczas materjału, jony gazowe są bardziej podobne do jonów w cieczach elektrolitycznych, niż do elektronów przenoszących prąd w metalach. Badania atoli nad wyładowaniem elektrycznym w gazach o nizkim ciśnieniu rzucają na zagadnienie to zupełnie nowe światło.

Przewodzenie przy nizkich ciśnieniach.

6. Pozostawimy tymczasem na uboczu sprawę przewodzenia elektryczności w gazach o ciśnieniu mniej więcej atmosferycznym i przejdziemy do zjawisk zachodzących przy nizkim ciśnieniu, które, acz pozornie zawilsze, bardziej są pouczające. Przejście od zjawisk, odpowiadających wysokiemu, do tych, które odpowiadają ciśnie-

niu nizkiemu, jest, oczywiście, ciągłe, a ciśnienie, przy którym ukazywać się zaczyna różnica, zależeć będzie od właściwości gazu i od naczynia, w którym gaz jest zawarty; naogół jednak przebieg tych zmian jest we wszystkich przypadkach jednakowy.

Weźmy np. naczynie kształtu i rozmiarów takich, jak na rys. 16., i przy ciśnieniu stale wynoszącym jedną atmosferę, zwiększajmy stopniowo różnicę potencjałów anody i katody. Dopóki różnica ta nie osiągnie pewnej granicy (która dla naczynia naszego sięgać będzie kilkuset tysięcy woltów), przez gaz przepływać będzie tylko niezmiernie słaby prąd, którego odkrycie wymagałoby najsubtelniejszych narzędzi. W chwili jednak osiągnięcia owej granicy, przeskoczy przez gaz „iskra", unosząc ze sobą bardzo znaczny prąd. Obniżmy teraz różnicę potencjałów do pewnej wartości (powiedzmy 10000 woltów), która dla iskier jest



Rys. 16.

za nizka, i za pomocą pompy zmniejszajmy stopniowo ciśnienie gazu w naczyniu. Zdarzyć się może, iż dojdziemy do ciśnienia (około 1 cm. rtęci), przy którym ponownie zjawi się iskra i przez gaz przepłynie prąd o znacznym natężeniu; iskra ta będzie szersza, niż przedtym. Przy dalszym jeszcze obniżaniu ciśnienia iskra stanie się jeszcze więcej rozproszoną, aż wreszcie świetlność wyładowania wypełni całą objętość rurki od jednej do drugiej elektrody. W fazie tej łatwo spostrzeżemy, że świetlność nie jest ciągła, lecz różna [t. j. przerywana] w różnych częściach rurki, mniej więcej jak na powyższym rysunku.

Katoda pokrywa się cienką warstwą świetlną, t. zw. warstwą katodową; następnie idzie przestrzeń ciemna, ciemnia Crookesa, dalej warstwa świetlna, zwana poświatą ujemną, dalej znowu dziedzina ciemna, t. zw. ciemnia Faradaya,

i wreszcie dziedzina światła, podzielona czasem na prążki, ciągnąca się aż do anody, a zwana kolumną, czyli zorzą dodatnią. Przy jeszcze dalszym obniżaniu ciśnienia ciemnia Crookesa rozszerza się kosztem wszystkich innych dziedzin, które maleją co do objętości, z wyjątkiem warstwy katodowej, która nie zmienia się prawie wcale; skoro ta ciemna dziedzina rozszerzyła się do tego już stopnia, iż granice jej dotykają szklanych ścian naczynia, zjawia się w szkle osobliwa fosforescencja barwy zielonej, zrazu widoczna w kilku tylko odosobnionych miejscach blizkich katody. Przy dostatecznym atoli zmniejszeniu ciśnienia ciemnią Crookesa można wypełnić prawie całą rurkę, z wyjątkiem cienkiej warstwy przy katodzie i nieco podobnej warstwy przy anodzie, stanowiącej wszystko, co pozostało z poświaty ujemnej i zorzy dodatniej. W tej fazie wszystkie ściany rurki, z wyjątkiem części leżących za katodą i za anodą, jarzą się zieloną fosforescencją; w tym właśnie stanie rurka wysyła obficie promienie Roentgena.

Przy jeszcze dalszym obniżaniu ciśnienia prąd zaczyna słabnąć i wreszcie znika; przy dość znacznym rozrzedzeniu gazu nie możemy przesłać przez rurkę żadnego prądu przy największym nawet natężeniu elektrycznym, jakim rozporządzamy obecnie.

Ta znaczna zawiłość wyładowania elektrycznego nie przysługuje właściwie tylko nizkim ciśnieniom. Iskra przeskakująca w powietrzu przy zwykłym ciśnieniu składa się prawdopodobnie również z szeregu warstw świetlnych, porozdzielanych dziedzinami ciemnemi, zupełnie jak w powyższym opisie, tylko że cały ten układ jest wtłoczony w tak małą przestrzeń, iż poszczególnych jego części nie można rozróżnić. Przy wysokich ciśnieniach wyładowanie świetlne składa się całkowicie niemal z zorzy dodatniej, przy ciśnieniach bardzo nizkich natomiast nie można jej prawie dostrzec.

Promienie katodowe.

7. Już w roku 1859 spostrzegł Plücker, że przy zbliżeniu magnesu do rurki, w której zachodzi wyładowanie świetlne, wszystkie części świetlne doznają pewnego odkształcenia i odchylają się od swych pierwotnych położeń. Najwyraźniej jednak poruszają się w polu magnetycznym zielone plamy fosforescencyjne, rozsiane w okolicy katody*; zwrócono uwagę na szczególną doniosłość tych właśnie plam.

Niebawem spostrzegł Hittorf, że, jeżeli w rurce, blizko ka-

* A zwłaszcza wprost naprzeciw katody. Przyp. tłum.

tody, umieszczamy ciało stałe, fosforescencja znika we wszystkich punktach zasłoniętych przez to ciało od katody; innemi słowy, ciało stałe rzuca cień na ściany rurki. Okazało się tedy, że czynnik sprawiający fosforescencję ścian przenosi się od powierzchni katody do ścian rurki po linjach prostych. Według zwykłego słownictwa fizycznego, czynniki przenoszące się w ten sposób nazywają się promieniami; powiemy tedy, że fosforescencja ścian rurki powstaje dzięki działaniu promieni wychodzących z katody, które też później nazwał Goldstein promieniami katodowemi *(Kathodenstrahlen)*. Okazało się zresztą z osobliwych cech cienia, że promienie te nie wybiegają z katody we wszystkich kierunkach (jak promienie świetlne), lecz tylko prostopadle do jej powierzchni.

Co do istoty tych promieni toczył się długi spór. Goldstein i fizycy niemieccy utrzymywali, że są to fale w eterze, nie różniące się w zasadzie od fal światła; Crookes natomiast i jego rodacy twierdzili, że są to strumienie cząstek naelektryzowanych. Pierwsi opierali się głównie na spostrzeżeniu Hertza, że ciała stałe nie są bezwzględnie nieprzezroczyste dla tych promieni, które przechodzą np. przez cienkie blaszki złota lub glinu. Przechodzenie przez ciało stałe cząstek tak małych nawet, jak atomy (a nikt nie odważył się przypuścić, że cząstki katodowe mogą być mniejsze od atomów), przedstawiało w ich oczach poważną trudność, gdy tymczasem ze znanych własności światła wynikało, że fale eteryczne mogłyby łatwo przenikać przez pewne ciała stałe. Nie można się było atoli dopatrzeć żadnego związku między przezroczystością ciała dla światła a przezroczystością dla promieni katody: złoto np. było dla nich przezroczystsze od miki.

Z drugiej strony odchylenie promieni katodowych w polu magnetycznym zgadza się z wnioskiem wypływającym bezpośrednio z założenia, że składają się one z cząstek naładowanych, gdy tymczasem zwolennicy teorji falowej, mogli jedynie domyślać się ogólnikowo, że odchylenie to polega na procesie analogicznym poniekąd do magnetycznego skręcenia płaszczyzny polaryzacji światła. Być może, że głównym powodem upierania się przy teorji falowej była pewna niechęć względem jej rywalki, przypominającej tak bardzo teorję korpuskularną światła [t. j. teorję emisyjną Newtona], która okazała się zawodną.

Crookes starał się bronić poglądu swego przez doświadczenia bezpośrednie. Umieścił więc na drodze promieni (które przy niskich ciśnieniach można widzieć jako blade pasmo świetlne, ciąg-

nące się od katody do anody) mały wiatraczek z miki. Podczas wyładowania elektrycznego wiatraczek obracał się w kierunku takim, jak gdyby był uderzany przez cząstki obdarzone masą i biegnące od katody ku anodzie. Usiłował też dowieść, że dwa pęczki równoległe tych promieni odchylają się wzajemnie, jakby być powinno, gdyby promienie katodowe składały się istotnie z cząstek wyposażonych w ładunki elektryczne. Wiemy obecnie, że żadnego z tych doświadczeń nie można tłumaczyć tak, jak tego chciał Crookes; istotnie, pierwsze z jego spostrzeżeń polega na działaniu „radiometrycznym", nie zaś na bezpośrednim naporze promieni*, a co do pozornego odpychania się promieni, okazało się po bliższym badaniu, że nie można go przypisać zwykłemu działaniu elektrostatycznemu. Pośrednio jednak dzieło Crookesa nieocenioną miało wartość, gdyż zwróciło uwagę fizyków na zjawiska wyładowania przy nizkim ciśnieniu, jako na szeroką dziedzinę przyszłych badań.

Co się tyczy istoty cząstek katodowych, sądzono powszechnie, jak się zdaje, że są to atomy naładowane, lecz Crookes — w jednym z owych polotów intuicji, które przypominamy sobie wówczas dopiero, kiedy dają pomyślne wyniki — utrzymywał, że składają się z materji „czwartego stanu", t. j. ani stałego, ani ciekłego, ani też lotnego (gazowego).

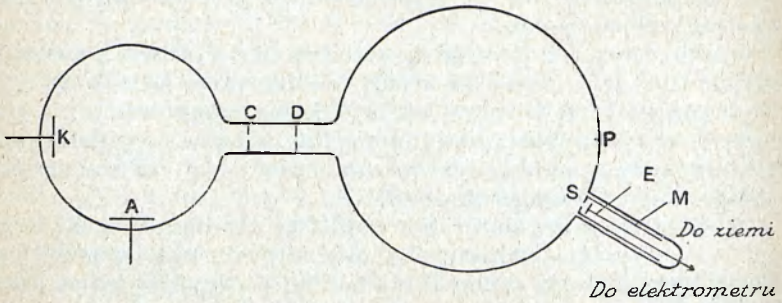
Ładunek i masa cząstki katodowej.

8. Niejeden wprawdzie spór naukowy zakończył się pocieszającym wynikiem, że obie strony mają słuszność i że obie się mylą. W tym atoli przypadku jedną alternatywę przyjęto ostatecznie, drugą zaś odrzucono. Rozstrzygającym było pewne doświadczenie Perrina, który dowiódł naocznie, że ciało, na które padały promienie katodowe, otrzymywało ładunek elektryczny**, jak się okazało, ujemny. Aparat jego, ulepszony przez J. J. Thomsona, wyobraża schematycznie rys. 17. Wyładowanie odbywa się przy bardzo nizkim

* Patrz Poyntinga i Thomsona: Heat, rozdz. IX. Gdyby nawet skrzydła wiatraczka poruszały się dzięki działaniu promieni katodowych, nie dowodziłoby to — według poglądów nowoczesnych — że promienie te składają się z cząstek obdarzonych masą; istnieje bowiem coś w rodzaju „ciśnienia promieniowania wibracyjnego".

** Gdyby posiadano wówczas już wszystkie nasze wiadomości obecne o „promieniowaniu wtórnym" (patrz rozdz. IX.), doświadczenie Perrina mogłoby się wydać mniej przekonywającym. Zdaje mi się jednak, że mało z pośród znanych w historji fizyki *experimentorum crucis* wytrzymałoby próbę badań prowadzonych w świetle późniejszej wiedzy.

ciśnieniu między anodą A a katodą K; promienie przechodzą przez otwory w diafragmach C, D i padają na szkło w P, dając tu zieloną plamę świetlną. Blizko P znajduje się elektroda E, otoczona futerałem metalowym M, połączonym z ziemią i zaopatrzonym w szczelinę S; elektroda E jest połączona z elektrometrem. Za zbliżeniem magnesu do rurki promienie odchylają się, tak iż plama świetlna usuwa się z P i pada na S. Wówczas elektroda natychmiast otrzymuje ładunek ujemny, który wzrasta, dopóki tylko promienie padają na szczelinę i dopóki strata ładunku przez przewodzenie ku futerałowi nie staje się równą ilości dostarczonej w tymże czasie przez promienie. Wnosimy stąd, że promienie katodowe (t. j. tenże czynnik, który wywołuje w szkle fosforescencję zieloną) unoszą ze sobą ładunek ujemny.



Rys. 17.

Zanim jednak orzekniemy, że promienie te składają się z naładowanych c z ą s t e k, musimy mieć inne jeszcze dane. Jeżeli mówimy o „cząstkach", mamy na myśli skończone masy i skończoną liczbę czynników przenoszących ładunek. Możemyż zmierzyć liczbę tych cząstek i masę każdej z nich? Liczba będzie wiadomą, skoro będziemy mogli zmierzyć ładunek unoszony przez każdą cząstkę. Zadanie więc sprowadza się do wyznaczenia masy i ładunku każdej cząstki. Nie posiadamy dotąd, niestety, żadnej metody bezpośredniej śledzenia za indywidualnemi cząstkami promieni katodowych, i nie zmierzono żadnej z tych dwuch wielkości z osobna; możemy jednak zmierzyć wartość ich stosunku, t. j. ilorazu masy przez ładunek cząstki katodowej.

Niechaj ciało o masie *m* i ładunku elektrycznym *e* porusza

się w kierunku osi x z prędkością v; jeżeli poddamy je działaniu pola magnetycznego o natężeniu H, równoległym do osi y, podlegać ono będzie (por. str. 79.) sile $\frac{Hev}{V^2}$ prostopadłej do H i do v, a więc równoległej do osi z. Przyśpieszenie ciała wzdłuż z będzie tedy $f=\frac{Hev}{V^2m}$, tak iż w ciągu czasu t przebędzie ono odległość $\frac{1}{2}ft^2$, czyli $\frac{Hevt^2}{2mV^2}$, mierzoną w tymże kierunku. W tymże czasie przebędzie ono w kierunku równoległym do x odległość vt. Ciało więc nasze, przebywając w kierunku x odległość l, dozna w kierunku z odchylenia δ:

$$\delta=\frac{Hevt^2}{2mV^2}=\frac{Hev}{2mV^2}\left(\frac{l}{v}\right)^2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (7)$$

$$=\frac{l^2}{2V^2}\cdot H\cdot\frac{e}{m}\cdot\frac{1}{v} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (8).$$

W niżej opisany sposób wielkości l, H i δ dają się zmierzyć dla przypadku, w którym poruszającym się ciałem jest cząstka katodowa, tak iż znaleźć można związek między wielkościami $\frac{e}{m}$ a v.

Aby zmierzyć każdą z nich zosobna, między wielkościami temi należy znaleźć jeszcze drugi związek. Otóż przypuśćmy, że ciało (o masie m i ładunku e) porusza się w polu elektrycznym o natężeniu Z, równoległym do osi z. Wówczas doznawać ono będzie przyśpieszenia $f'=\frac{eZ}{m}$, a więc odchyli się w ciągu czasu $t=l/v$ w kierunku z o δ' jednostek długości, gdzie

$$\delta'=\frac{1}{2}f't^2=\frac{1}{2}\frac{eZ}{m}\cdot\left(\frac{l}{v}\right)^2=\frac{l^2}{2}\cdot Z\cdot\frac{e}{m}\cdot\frac{1}{v^2} \quad \ldots\ldots (9);$$

tu znowu zmierzyć można δ', l, z oraz Z, tak iż otrzymamy drugi pożądany związek.

Inny sposób zdobycia tegoż związku polega na pomiarze całkowitego ładunku i całkowitej energji promieni; pierwszą wielkość możemy zmierzyć metodą Perrina, drugą zaś w ten sposób, że rzucamy pęczek promieni na ciało stałe i mierzymy ilość ciep-

ła, jąką mu doprowadzają. Jeżeli w danym czasie N cząstek katodowych padło na ciało, ładunek całkowity będzie Ne, zaś całkowita energja $N.\frac{1}{2}mv^2$; jeżeli więc P jest stosunkiem tych wielkości mamy

$$P=\frac{2e}{m}\cdot\frac{1}{v^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (10).$$

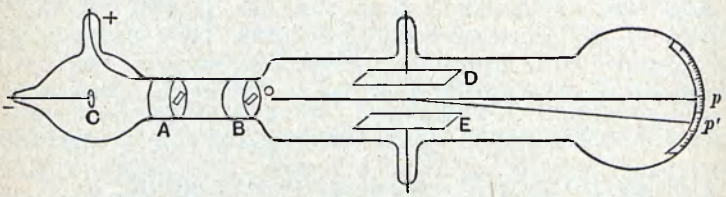
Trzecia metoda jest od obu powyższych napozór prostsza, lecz może prowadzić do poważnych trudności doświadczalnych. Polega ona na obliczeniu energji kinetycznej cząstek z pracy elektrycznej, wykonanej na nich podczas przejścia z potencjału katody na potencjał anody. Jeżeli V jest różnicą tych potencjałów, którą można zmierzyć, mamy

$$eV=\frac{1}{2}mv^2,$$

a więc

$$\frac{e}{m}\cdot\frac{1}{v^2}=\frac{1}{2V} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (11).$$

Opierając się na tych zasadach, J. J. Thomson zmierzył wartość $\frac{e}{m}$ dla cząstki katodowej. Aparat jego, odpowiadający pierwszej metodzie, widzimy — w szkicu — na rys. 18. Promienie, wy-



Rys. 18.

chodzące z katody (C), padają w postaci wązkiego pęczka, po przejściu przez małe okienka w płytach A, B, na szklaną ścianę rurki w p. Płyty D, E można utrzymywać, za pomocą odpowiedniej baterji, na wszelkiej żądanej różnicy potencjałów, wytwarzając między niemi pole elektryczne o dowolnie przepisanym natężeniu. Pod i nad rurką, pomyślaną w płaszczyźnie papieru, znajdują się bieguny magnesu, tak iż panuje w niej pole magnetycz-

ne, którego linje przeszywają papier prostopadle. Jeżeli oś x położymy wzdłuż rurki, oś z prostopadle do płyt D, E [t. j. równolegle do linji elektrycznych], wreszcie oś y w kierunku natężenia magnetycznego, natenczas kierunki wszystkich obchodzących nas wielkości [wektorów] będą takie, jakie przyjęliśmy w powyższych rachunkach.

Jeżeli działa pole, czy to elektryczne, czy też magnetyczne, promienie odchylą się od swego kierunku pierwotnego, i zielona plama fosforescencyjna przesunie się z p do pewnego innego punktu p'. Lecz, jak widzieliśmy wyżej, pole elektryczne odchyla promienie w tym samym kierunku, co magnetyczne, lub też w kierunku wprost przeciwnym [t. j. obadwa odchylenia δ, δ' są równoległe do osi z]. Przy odpowiednim wyborze znaku tych pól, odchylenia δ, δ' będą miały kierunki wprost sobie przeciwne, a jeżeli jeszcze dobierzemy odpowiednio wartości bezwzględne natężeń tych pól, Z i H, wartości odchyleń przeciwnych będą sobie równe, tak iż odchylenie wypadkowe będzie równe zeru. Przypuśćmy tedy, że wytwarzamy stałe pole elektryczne Z i mierzymy odpowiednie odchylenie δ', a następnie regulujemy prąd w zwojach elektromagnesu, tym samym zaś natężenie pola magnetycznego H, tak aby plama fosforescencyjna wróciła do swego pierwotnego położenia p; wówczas wartości bezwzględne odchyleń, magnetycznego i elektrycznego, będą równe, t. j. $\delta = \delta'$, czyli, według (8) i (9):

$$\frac{l^2}{2V^2} \cdot H \cdot \frac{e}{m} \cdot \frac{1}{v} = \frac{l^2}{2} \cdot Z \cdot \frac{e}{m} \cdot \frac{1}{v^2}.$$

A więc $$v = V^2 \cdot \frac{Z}{H} \quad \text{oraz} \quad \frac{e}{m} = \delta' \cdot \frac{2V^4}{l^2} \cdot \frac{Z}{H^2} \quad \ldots\ldots\ldots (12).$$

Opierając się na tych wzorach, otrzymał Thomson ze swych doświadczeń

$$e/m = 2{\cdot}3 \times 10^{17} \quad \text{i} \quad v = 3 \times 10^9 \text{ cm. na sek. (w przybliżeniu).}$$

Przekonał się zresztą, że wartość v, jak można było oczekiwać, zmienia się wraz z warunkami wyładowania; naogół jednak wartość ta była blizka powyższej, t. j. wynosiła około jednej dziesiątej prędkości światła. Z drugiej zaś strony stosunek e/m posiadał zawsze tą samą wartość, niezależnie od własności gazu zawartego w rurce, ani też od materjału katody. Przez żadne zmiany warunków wyładowania nie można było otrzymać dla e/m war-

tości, któraby się różniła od przeciętnej wszystkich wartości dostrzeżonych o wielkość przewyższającą możliwy błąd doświadczalny.

Doświadczenia Thomsona powtórzyło wielu różnych eksperymentatorów, posługując się metodami dość różnemi co do szczegółów, lecz opartemi na tych samych zawsze zasadach. Jedyna ważniejsza różnica polegała na tym, że do wyznaczenia drugiego związku między e/m a v użyto, zamiast odchylenia elektrycznego, innych wielkości dostrzegalnych. Stałość stosunku e/m stwierdzono wielostronnie. Ponieważ doświadczenia tego rodzaju są trudne, nie można spodziewać się zgodności zupełnej wyników; lecz, bądź co bądź, niezgodności nie przekraczają granic błędów obserwacji. Najściślejsze są prawdopodobnie pomiary Simona i Kaufmanna, a za wartość najlepszą uważać można

$$e/m = 5{\cdot}595 \times 10^{17} \text{ jedn. elektrostat.}^*$$

Wracając do str. 90 i n., zobaczy czytelnik, że wartość ta e/m jest bardzo blizka wartości wyprowadzonej ze zjawisk optycznych dla odpowiedniego stosunku dla elektronu. Nie możemy wprawdzie zmierzyć bezpośrednio ładunku cząstki promieni katodowych; ponieważ jednak widzieliśmy, że ładunek wszystkich przewoźników prądu, jakie tylko zdołaliśmy zbadać, był ten sam, nie mamy już chyba potrzeby rozwodzić się nad koniecznością wniosku, że ładunek cząstki katodowej jest równy ładunkowi elektronu i że cząstka katodowa jest właściwie tylko elektronem w bardzo szybkim ruchu prostolinijnym. Prędkość jej rzadko bywa mniejsza od jednej dziesiątej prędkości światła, znacznie więc przekracza prędkości, które nadać możemy jakiemukolwiek ciału o rozmiarach dostrzegalnych.

Identyczność tych cząstek, niezależnie od tego, z jakiego otrzymujemy je źródła, potwierdza raz jeszcze nasz wniosek, że elektrony są wspólnemi składnikami wszystkich atomów. Dobrze będzie powtórzyć tu znowu, że, ponieważ ładunek i masa są jedynemi cechami, które nowoczesna teorja przypisuje elektronom, identyczność co do tych dwuch cech jest zarazem identycznością zupełną, czyli tożsamością pod każdym względem, mającym jakąkolwiek treść fizyczną.

* t. j. $1{\cdot}865 \times 10^{7}$ jednostek elektromagnetycznych.

Uwaga historyczna.

9. Chociaż w innych częściach tej książki mało dbaliśmy o porządek chronologiczny rozwoju pojęć, w tym jednak rozdziale porządek wykładu tak bardzo odbiega od porządku historycznego odkryć, iż bez krótkiej chociażby uwagi objaśniającej mogłoby to czytelnika w błąd wprowadzić.

Stosunek *e/m* dla cząstek katodowych zmierzono po raz pierwszy w r. 1897. Ponieważ okazało się, że wielkość ta jest stałą naturalną, niezależną od ciał poddanych badaniu, Thomsonowi nasunęła się myśl, że ładunek stanowiący licznik tego ilorazu jest identyczny z ładunkiem, który, jak było wiadomo, stanowił stałą naturalną w dziedzinie elektrolizy: z ładunkiem jonu jednowartościowego. Według tego poglądu masa *(m)* cząstki katodowej byłaby mniejsza od masy najlżejszego atomu; te właśnie cząstki nazwał Thomson c i a ł k a m i *[corpuscles]*. Pomiaru ładunku jonu gazowego, który stał się jeszcze jedną podporą jego pomysłów, dokonał Thomson w roku 1898. Tymczasem, również w r. 1898, Lorentz ogłosił wynik swego obliczenia *e/m* dla elektronu, opartego na zjawisku Zeemana, i dowiódł tym sposobem, że „ciałka" Thomsona były identyczne z jego „elektronami". Ponieważ druga nazwa zjawiła się przed pierwszą i doznała powszechnego niemal przyjęcia, posługiwaliśmy się nią w całej tej książce. Jeżeli jednak czytelnik napotka termin *corpuscle* (ciałko) gdzieindziej (niż w książkach lub rozprawach Thomsona), powinien pamiętać, że jest to synonim elektronu ujemnego. Gdybyśmy w przyszłości uznać musieli elektron dodatni (patrz następny paragraf), byłoby może dogodnie zachować nazwę „ciałko" dla elektronu ujemnego.

Promienie kanalikowe.

10. Okazuje się tedy, że w procesie wyładowania przez gazy przy nizkim ciśnieniu, podobnie jak w rozważonych poprzednio zjawiskach optycznych, najważniejsza rola przypada w udziale elektryczności ujemnej: jako właściwe czynniki występują jedynie elektrony ujemne, elektryczność zaś dodatnią należy wprowadzić po to tylko, aby zdać sprawę z obojętności (neutralności) elektrycznej całego ciała*. W tej wybitnej różnicy między funkcjami elektryczności dodatniej a ujemnej niema właściwie nic dziwnego: nasuwa się ona bowiem przy najpowierzchowniejszej już obserwacji. Wygląd wy-

* t. j. rozważanego m a k r o s k o p o w o. Przyp. tłum.

ładowania elektrycznego, nawet przy atmosferycznym ciśnieniu, jest inny przy elektrodzie dodatniej, niż ujemnej, zwłaszcza w t. zw. „wyładowaniu szczotkowym“ *[brush discharge]*. Różnica ta staje się jeszcze wyraźniejszą przy nizkich ciśnieniach: wprawne oko bez najmniejszej trudności oceni natychmiast z obrazu wyładowania w rurce kierunek, w jakim prąd przez nią płynie. W przewodzeniu elektrolitycznym również łatwo rozpoznać można elektrody przeciwnego znaku po wydzielających się przy nich pierwiastkach; właściwie zasadnicza ta różnica nie jest widoczna jedynie tylko przy przewodzeniu metalicznym. Gdyby nie to, że przewodniki metaliczne ważną odegrały rolę w historyi doświadczeń elektrostatycznych, pierwsze teorje elektryczności opartoby prawdopodobnie raczej na różnicy, niż na podobieństwie elektryzacji dodatniej i ujemnej.

Lecz jest to wciąż jeszcze sprawa nierozstrzygnięta, czy cząstki naładowane dodatnio nie odgrywają jakiejś czynnej roli w mechanizmie wyładowania elektrycznego. Z zawiłego obrazu, jaki przedstawia wyładowanie, i z różnego jego wyglądu w różnych gazach możnaby wnosić, że oprócz uniwersalnych elektronów inny jeszcze czynnik jakiś musi wchodzić tu w grę; długo jednak po odkryciu promieni katodowych nie udawało się wyśledzić żadnego takiego czynnika bezpośrednio.

W roku 1886 Goldstein, eksperymentując z rurką, w której katodę stanowiła płyta przewiercona w kilku miejscach, spostrzegł blade pasma świetlne, wybiegające z otworów w katodzie wtył, t. j. w dziedzinę odwróconą od anody. W miejscach, w których one napotykały ściany rurki, pasma te wzbudzały słabą fosforescencję, zazwyczaj barwy fijoletowej, zawsze jednak zupełnie różnej od fosforescencji zielonej, wzbudzanej przez promienie katodowe. Przypuścił on, że pasma te wyobrażają drogi promieni, podobnych poniekąd do promieni katodowych, i nazwał je promieniami k a n a l i k o w e m i *(Kanalstrahlen)*.

Ponieważ promienie te biegną od anody ku katodzie, nasuwa się, oczywiście, przypuszczenie, że są naładowane dodatnio; zrazu atoli żadnego nawet śladu ładunku nie można było w nich wykryć doświadczalnie. Próby powtórzenia [z promieniami temi] eksperymentu Perrina nie dały określonych wyników, i nie można było dostrzec żadnego odchylenia w polu magnetycznym. Wien wszakże dowiódł w roku 1898, że przy użyciu pól dość silnych odchylenie magnetyczne przecież otrzymać można; ponieważ zaś kierunek tego odchylenia był przeciwny, niż dla promie-

ni katodowych, doświadczenia Wiena wskazywałyby, że promienie kanalikowe są naładowane dodatnio, jak z góry przewidziano.

Do pomiaru wielkości e/m dla tych promieni wielką przywiązywano wagę, gdyż można się było spodziewać, że wyświetli on ich istotę. Pomimo trudności doświadczalnych, Wien, uciekszy się do metody odchylenia elektrycznego i magnetycznego, zastosowanej już dawniej do promieni katody, zdołał zmierzyć wielkości e/m i v dla promieni kanalikowych. Przekonał się w ten sposób, że v wynosi zwykle około 10^8 cm. na sek., czyli $\frac{1}{100}$ prędkości światła, a więc zawsze jeszcze przekracza znacznie wszelkie prędkości, dające się wytwarzać mechanicznie; ważniejsze wszakże są jego pomiary stosunku e/m. Z mniejszego odchylenia tych promieni w danym polu wynika, że stosunek ten dla promieni kanalikowych powinienby znacznie być mniejszym, niż dla katodowych*; to też Wien w żadnym ze swych doświadczeń nie otrzymał wartości większej od 3×10^{14}. Pozatym wartość e/m bynajmniej nie była stała: w tej samej rurce znajdowały się cząstki, dla których e/m było $= 3 \times 10^{14}$, i takie, dla których stosunek ten był tak mały, iż nie doznawały nawet dostrzegalnego odchylenia; zresztą liczba cząstek o danej wartości e/m zależała od gazu wypełniającego rurkę. We wszystkich jednak zbadanych gazach wartość maksymalna e/m była jednakowa.

Otóż 3×10^{14} jest to wartość e/m dla jonu elektrolitycznego wodoru, t. j. najlżejszego atomu, a ponieważ mamy wszelkie powody do przypuszczenia, że ładunek cząstki promieni kanalikowych jest ową naturalną jednostką ładunku, z którą (t. j. z ładunkiem jednowartościowego jonu elektrolitycznego) spotykaliśmy się tak często, wnosimy stąd, oczywiście, że cząstki promieni kanalikowych, którym przysługuje owa szczególna wartość e/m, są naelektryzowanemi atomami wodoru. Jeżeli rurka jest wypełniona tlenem, spodziewalibyśmy się promieni złożonych z naładowanych atomów tlenu, a więc wartości e/m 16 razy mniejszej, niż dla wodoru; ponieważ jednak we wszystkich gazach są cząstki o wartościach pozornych e/m, wypełniających całą skalę od 3×10^{14} do zera, cząstki takie, gdyby nawet były w rurce obecne, wymknęłyby się z pod naszej uwagi. W celu wytłumaczenia swych dostrzeżeń Wien przypuścił, że cząstki o maksymalnej

* Patrz wzory (8), (9), pamiętając, że dla promieni katodowych e/m jest rzędu 10^{17}. Przyp. tłum.

wartości e/m istotnie są atomami wodoru, pochodzącemi z zanieczyszczenia gazu, i że wartości mniejsze przysługują całym kompleksom cząstek, złożonym z jednego jonu wodorowego, obciążonego kilkoma molekułami obojętnemi.

Żadnych dalszych nie uczyniono postępów, dopóki J. J. Thomson nie podjął tego zagadnienia w roku 1907. Metoda jego była w zasadzie ta sama, co Wiena, kilka jednak odkryć pomniejszych, których tymczasem dokonano, dało mu możność znacznego ulepszenia urządzeń eksperymentalnych. Co do szczegółowego opisu jego dostrzeżeń, odesłać musimy czytelnika do rozprawy oryginalnej Thomsona; tu dość będzie zaznaczyć, że ulepszenia polegały głównie na tym, iż wyładowanie odbywało się przy bardzo nizkich ciśnieniach i że do ściślejszej obserwacji odchylenia promieni służył Thomsonowi minerał, zwany wilemitem, w którym wzbudzają one fosforescencję. Dla większych ciśnień okazało się, zgodnie z wynikami Wiena, że wartości e/m wypełniają całą skalę od 3×10^{14} do zera, a nawet w pewnych przypadkach można było dostrzec odchylenia w przeciwnym kierunku, świadczące o istnieniu cząstek o ładunku ujemnym. Przy nizkich jednak ciśnieniach zjawiska upraszczały się znakomicie: ogół cząstek rozpadał się na dwie, a w pewnym przypadku na trzy grupy, z których każdej odpowiadała określona wartość e/m.

W celu wyjaśnienia tych dostrzeżeń Thomson przypisuje pozorną zmienność ciągłą e/m zmianom ładunku, nie zaś masy, cząsteczek. Według jego domysłu, cząstki wyruszają w drogę z ładunkiem dodatnim ε; w przejściu od anody ku katodzie zderzają się z jonami naładowanemi, które, jak wiadomo, znajdują się w rurce, na drodze tych cząstek. Jeżeli dana cząstka zderza się z jonem ujemnym, ładunek jej może zostać zobojętniony; taż sama cząstka, uderzając o inny jon, może odzyskać ładunek dodatni lub też naelektryzować się ujemnie. To, co mierzymy przez odchylenia magnetyczne i elektryczne, jest ładunkiem p r z e c i ę t n y m cząstki, wziętym dla całej jej drogi; ten przeciętny ładunek nigdy nie może być większym od ładunku ε, z którym cząstka wyruszyła w drogę (cząstka bowiem przy nizkich ciśnieniach nigdy nie może posiadać ładunku większego od ε), może natomiast mieć wszelką wartość mniejszą od ε. Jeżeli ciśnienie jest tak małe, że na drodze cząstek znajduje się bardzo szczupła tylko garstka jonów, cząstki zachowają swój ładunek bez zmiany podczas całej wędrówki, tak iż wszystkie cząstki, jednakowe przy

wyruszeniu w drogę, dadzą też tę samą wartość pozorną [t. j. dostrzegalną] e/m.

Jednakże główne znaczenie doświadczeń Thomsona polega na samych wartościach, jakie znalazł dla stosunku e/m. (Dla krótkości oznaczymy tu liczbę 3×10^{14}, t. j. wartość e/m dla jonu wodorowego, przez E.) W wodorze, powietrzu, dwutlenku węgla, neonie i helu, przy najniższych ciśnieniach, przy których można było eksperymentować, promienie kanalikowe zawierały tylko dwie grupy cząstek: jedną o wartości e/m równej E, drugą o wartości $\frac{1}{2}E$. W żadnym z tych gazów, z wyjątkiem helu, nie można było się dopatrzeć śladu istnienia innego rodzaju cząstek, przy jakimkolwiek ciśnieniu: jedynym skutkiem zwiększania ciśnień było zjawianie się cząstek, dla których wartość e/m zmieniała się w sposób c i ą g ł y od E w dół. W przypadku helu atoli można było dotrzeć do fazy, w której zjawiała się trzecia dobrze określona grupa cząstek o stosunku e/m równym $\frac{1}{4}E$. Ponieważ ciężar atomowy helu jest 4, cząstki tej trzeciej grupy można uważać z niejaką pewnością za atomy helu wyposażone w ładunek elektronowy ε.

Wyniki te zawierają dwa ważne punkty, które domagają się bliższego omówienia. Po pierwsze, z wyjątkiem wodoru i helu, żaden gaz nie daje, jako cząstki kanalikowe, naładowanych atomów, zaczerpniętych z pierwiastków gazu: nie było żadnego śladu cząstek o wartościach e/m, odpowiadających atomom tlenu, azotu, węgla lub neonu. Thomson przypuszcza, że cząstki takie możnaby otrzymać, gdyby udało się wywołać, bez zwiększania ciśnienia, wyładowanie przy mniejszej różnicy potencjałów między elektrodami, tak aby cząstki zobojętniały się przez zderzenie z innemi jonami. Domysły jego dadzą się ocenić tylko przez dalsze doświadczenia.

Po drugie, zaznaczyć należy, że cząstki, dla których e/m ma wartość E i $\frac{1}{2}E$, napotykamy, przy wyższych ciśnieniach, w każdym gazie. Istota cząstek o wartości $e/m = \frac{1}{2}E$ nie jest dobrze znana, lecz dotyczące tej sprawy doświadczenia przemawiają bardzo za tym, że są to cząsteczki wodoru (złożone z dwuch atomów), posiadające ładunek ε; mogą to jednak być również atomy helu (o ciężarze atomowym 4) obdarzone ładunkiem 2ε. To drugie przypuszczenie byłoby nadzwyczaj nieprawdopodobne, gdyby nie popierały go pewne dostrzeżenia, które opiszemy w następnym rozdziale; najnowsze zresztą badania uszczuplają moc przekonywającą tych dostrzeżeń. Przyjmiemy tu, że cząstki pierwsze-

go rodzaju $[e/m=E]$ są atomami, drugiego zaś $[e/m=\frac{1}{2}E]$ molekułami wodoru.

Skąd jednak biorą się te wszechobecne atomy i cząsteczki wodoru? Mogą one pochodzić od wodoru zawartego w gazie jako zanieczyszczenie, albo też wypadnie nam uznać możliwość przemiany (transmutacji) pierwiastków, podczas której atom wodoru wytwarza się z atomu innego pierwiastka chemicznego. Pierwsza hipoteza nie jest tak nieprawdopodobna, jak wydaje się na pierwszy rzut oka; notorycznie trudno bowiem uwolnić jakikolwiek gaz zupełnie od wodoru: najmniejsze ślady wilgoci, którą nadzwyczaj trudno usunąć ze ścian szklanych, mogą stanowić źródło wodoru. Gaz, zanieczyszczony jedną miljonową tylko wodoru, gaz więc, który każdy chemik uznałby za „chemicznie czysty", zawierałby przecież jeszcze wiele tysięcy cząsteczek wodoru w każdym centymetrze sześciennym, nawet przy najniższych ciśnieniach osiągniętych w tych eksperymentach. Późniejsze wszakże doświadczenia Thomsona dowodzą, że wygląd wyładowania jest ten sam w rurce zawierającej czysty niemal wodór, co w rurce, z której najusilniej starano się usunąć ślady tego gazu. A gdyby nawet można było przypuścić, że we wszystkich rurkach znajduje się dostateczna ilość wodoru, zachodziłoby zawsze jeszcze pytanie, dlaczego same tylko atomy wodoru, stanowiące bądź co bądź mały tylko ułamek wszystkich obecnych, mogą ładować się przy tych nizkich ciśnieniach i przy znacznych różnicach potencjału. Wszelako własności elektryczne wodoru różnią się pod wieloma względami od własności innych gazów. Ostrożny badacz, wygłaszając jakiekolwiek twierdzenie ogólne o gazach, dodaje zawsze zastrzeżenie: „z wyjątkiem wodoru".

Z drugiej znowu strony nie można przytoczyć żadnego poważnego argumentu przeciw drugiemu z powyższych wyjaśnień, według którego wyładowanie ma rozszczepiać atomy innych pierwiastków, wytwarzając atomy wodoru. Wiemy, że przy wyładowaniu atomy stracić mogą elektron ujemny; czyżby więc nie mogły tracić jakiejś części swej, dodatnio naelektryzowanej, jednakiej dla wszystkich atomów, a identycznej z naładowanym atomem wodoru — słowem, elektronu dodatniego? Zarzucić temu bezpośrednio można tylko to, że atom wodoru, po utracie nawet elektronu, jest, jak się zdaje, zawsze jeszcze układem bardzo skomplikowanym (patrz Część IV.) i że, skoro od innych atomów mają się już odrywać jakieś części, narzuca się samo przez się

przypuszczenie, że będą to układy zupełnie proste, bez budowy wewnętrznej, a więc takie, jakiemi wydają się nam elektrony ujemne. Powyższe jednak doświadczenia, zwłaszcza w związku z temi, które opiszemy w § 11. rozdziału IX., przemawiają wyraźnie za hipotezą, że mogą istnieć elektrony dodatnie, wspólne wszystkim atomom, chociaż przed wcale niedawnym jeszcze czasem hipotezę taką odrzuconoby bez wahania jako sprzeciwiającą się wszelkim dowodom doświadczalnym.

(Z dyskusji powyższej wyłania się punkt interesujący, związany ze sprawą wartości naukowego materjału dowodowego. Dlaczego godzimy się tak łatwo na wniosek, że elektrony ujemne są wspólnemi składnikami wszystkich atomów, a namyślamy się tak długo, kiedy chodzi o dopuszczenie istnienia podobnych elektronów dodatnich? Dowody są w obydwu przypadkach zupełnie jednakowe — cząstki o tych samych własnościach powstają ze wszystkich substancji — a przecież [zamiast dopuścić elektrony dodatnie] wolimy w drugim przypadku hipotezę nieuniknionego zanieczyszczenia gazów, której żaden rozumny człowiek nie broniłby ani chwili w przypadku pierwszym. Dlaczegóż to? Oto dlatego, że pierwszy wniosek zgadza się z naszemi z góry urobionemi pojęciami, drugi zaś nie: pierwszy daje odrazu czyste uproszczenie naszych pojęć fizycznych, drugi zaś wprowadza jednocześnie pewne trudności. Błędny pogląd, że twierdzenia naukowe [t. j. fizyczne np.] dopuszczają dowód bezpośredni i niezbity, podobnie jak matematyczne — lub, lepiej może, orzeczenia prawne — może znaleźć posłuch tylko u ludzi, których znajomość nauki polega raczej na tym, iż o niej mówią, niż że czerpią ją z pierwszej ręki.)

Streszczenie. **11.** Badania nad przewodzeniem w gazach dostarczyły nam dalszych jeszcze dowodów na poparcie założenia podstawowego teorji elektronowej: że zjawiska elektryczne dają się sprowadzić do działania oddzielnych cząstek naładowanych. W gazach pod wielkim ciśnieniem cząstki te są ciałami nieco większemi od cząsteczek gazu, w którym są zawarte, i wyposażonemi w ładunek ε; w gazach przy nizkim ciśnieniu przewoźnikiem ładunku ujemnego jest elektron ujemny, przewoźniki zaś dodatnie stanowią ciała, które nigdy nie są mniejsze od atomów wodoru; być może, że naładowane atomy wodoru są elektronami dodatniemi, które oderwały się od innych atomów zawartych w gazie.

W następnym rozdziale wypadnie nam znowu rozważyć wybitną różnicę między przewoźnikami elektryczności dodatniej a ujemnej, na którą już tylekroć tak silny kładliśmy nacisk. Lecz dość już powiedzieliśmy na usprawiedliwienie stanowiska, które obraliśmy pod koniec rozdziału VII., w § 5. W wielu zjawiskach, jak np. świetlnych, cząstki naelektryzowane dodatnio odgrywają ważną rolę, której nie uwzględniono jeszcze. Cząstki te jednak posiadają rozmiary atomowe, stanowczo więc nie mogą odgrywać żadnej ważniejszej roli w przewodzeniu elektryczności przez metale, a ponieważ masa ich jest przynajmniej 1600 razy większa od masy elektronu ujemnego, nie mogą też odgrywać ważnej roli w zjawiskach magneto-optycznych.

Musimy z kolei zbadać teraz, jak cząstki te, przenoszące elektryczność, wytworzyć można z nienaładowanych cząsteczek gazu, znajdującego się w stanie normalnym, t. j. pozbawionego zdolności przewodzenia.

Bibljografja do rozdziału VIII.

Pełne sprawozdanie ze wszystkich badań (aż do września 1906), wspomnianych w tym rozdziale, i z wielu innych znajdzie czytelnik w Conduction of Electricity in Gases J. J. Thomsona. Dzieło to jest wzorem miarodajnym dla całego tego przedmiotu; zapoznać się z nim winni wszyscy, którzy pragną nabyć wiadomości pełniejszych od zawartych w krótkim urywku, skreślonym w tym i w następnym rozdziale.

Oto spis główniejszych prac oryginalnych, poświęconych dopiero co omówionym przedmiotom:

Mechanizm przewodzenia w gazach: J. J. Thomson i Rutherford, Phil. Mag. (5), 42, 392; 1896. (*A.* i *L.*, str. 837.) J. J. Thomson, Phil. Mag. (5), 47, 253; 1899. (*A.* i *L.*, 764.)

Ładunek jonu: C. T. R. Wilson, Phil. Trans. *A.*, 1899, str. 403. (*A.* i *L.*, 1076.) J. J. Thomson, Phil. Mag. (6), 5, 346; 1903. (*A.* i *L.*, 874.) H. A. Wilson, Phil. Mag. (6), 5, 429; 1903. (*A.* i *L.*, 1107.)

Prędkość jonów: Zeleny, Phil. Trans. *A.*, 1901, str. 1903. (*A.* i *L.* 1117.). Rutherford, Phil. Mag. (5), 44, 422; 1897. (*A.* i *L.*, 619.). Langevin, kilka rozpraw zebranych w *A.* i *L.*, str. 310—325.

Wyładowanie przy nizkich ciśnieniach: Prace oryginalne są nadzwy-

czaj zawiłe, wobec czego radzimy czytelnikowi zwrócić się raczej do ich streszczenia w Elektricität Wiedemanna.

Promienie katodowe: Pluecker, Pogg. Ann., 103, 89; 1858. (*A.* i *L.*, 566.) Goldstein, Berl. Monat., 284; 1876. Crookes, Phil. Trans., 1879, I. 135 oraz II. 641. Perrin, Compt. Rend., CXXI. 1130; 1895. J. J. Thomson, Phil. Mag. (5), 44, 293; 1897. (*A.* i *L.*, 779.)

Promienie kanalikowe: Goldstein, An. Ph., 64, 38; 1898. (*A.* i *L.*, 243.). Wien, An. Ph., 65, 440; 1898. (*A.* i *L.*, 1061.). J. J. Thomson, Phil. Mag. (6), 13, 561; 1907.

ROZDZIAŁ IX.

METODY JONIZACJI.

Jony i elektrony.

1. Przy nizkich ciśnieniach prąd w gazach przenoszą elektrony ujemne oraz dodatnio naładowane ciała o rozmiarach atomów, przy wysokich zaś — jony bez wyjątku większe od nienaładowanych cząsteczek (molekuł) gazu. Przy ciśnieniach pośrednich szybki przyrost prędkości jonów, o którym wspomnieliśmy w § 5. rozdziału VIII., świadczy o zmianie z większych na mniejsze przewoźniki elektryczności.

Nikt nie wątpi obecnie, że grubsze jony, zawarte w gazie przy wyższych ciśnieniach, składają się z drobniejszych cząstek (napotykanych przy niższych ciśnieniach), obciążonych przez przyczepione do nich obojętne cząsteczki gazu. Jak w doświadczeniach kondensacyjnych Wilsona (str. 145. i n.) cząsteczki wody gromadzą się naokoło jonów naładowanych, w warunkach, w jakich nie skupiałyby się dokoła cząsteczek obojętnych, tak też cząsteczki samego gazu zdradzają szczególną dążność do gromadzenia się naokoło cząstek naładowanych: jony możemy uważać za bardzo drobne „krople“, na które sam gaz dostarcza materjału. Cząstki naładowane skupiają koło siebie cząsteczki obojętne, zupełnie jak naelektyzowany pręcik szklany zbiera skrawki papieru.

Jeżeli zmniejszamy ciśnienie gazu, liczba zderzeń danego elektronu lub też cząstki dodatniej maleje w tym samym stosunku: wówczas bowiem prawdopodobieństwo napotkania przez nie odpowiednich cząsteczek jest mniejsze; dzięki temu zaś do elektronu lub do cząstki dodatniej przyczepia się też mniejsza liczba cząsteczek gazu. Przy najniższych ciśnieniach elektron lub jon dodatni przebywa całą swą drogę, od chwili powstania aż do

osiągnięcia elektrody, nie podlegając wpływom cząsteczek obojętnych. Nie wynika stąd koniecznie, aby prędkość jonu wzrastać musiała w skokach nieciągłych, w miarę gdy jon traci z orszaku swego, przy zmniejszaniu ciśnienia, jedną cząsteczkę po drugiej; wielkość, którą mierzymy doświadczalnie jako prędkość jonów, jest, niewątpliwie, wielkością przeciętną, wziętą dla znacznej liczby jonów; gdy zmniejszamy ciśnienie, liczba stosunkowa jonów otoczonych wieloma cząsteczkami maleje w sposób ciągły [fizycznie].

Przewodnictwo gazu, czy to przy wysokich, czy też nizkich ciśnieniach, polega tedy na domieszce do cząsteczek gazu swobodnych elektronów i dodatnio naładowanych cząstek. Ponieważ elektrony ujemne są dla nas częściami składowemi atomów, uważać, oczywiście, będziemy elektrony swobodne w gazie za oderwane w pewien sposób od atomów, przewoźniki zaś dodatnie za części tych atomów (obojętnych), pozostałe po utracie elektronów ujemnych; te pozostałości atomów będziemy nazywali atomami dodatniemi. Teraz mamy się zająć tą właśnie stroną sprawy przewodnictwa gazów, która dotyczy metody wyciągania elektronów z atomów; badania nad przewodnictwem gazowym są niezmiernie ciekawe dlatego głównie, że dają nam możność poznania tego zasadniczo ważnego punktu. Ponieważ budowa wewnętrzna atomu w ciele stałym nie różni się przypuszczalnie od budowy podobnego atomu w cieczy lub gazie, wyniki dociekań naszych co do sposobów wyciągania elektronów z atomów gazu stosować można (z pewnemi zastrzeżeniami) do wszystkich atomów, jakimkolwiek miałby być stan skupienia ciała, w którym są zawarte.

Gaz można uczynić przewodzącym bądź przez wyciągnięcie elektronów z własnych jego atomów, bądź też z atomów naczynia, w którym gaz jest zawarty. Odróżnienie to wszakże jest dla obecnych celów naszych nieistotne. Oto spis czynników, za pomocą których elektrony można wyciągnąć z atomów, t. j. gaz jakikolwiek, do którego atomy te mają przystęp, uczynić przewodzącym:

(1) promienie katodowe i kanalikowe,
(2) promienie Roentgena,
(3) promienie ciał promieniotwórczych,
(4) światło, zwłaszcza o bardzo krótkim okresie,
(5) reakcje chemiczne,
(6) ciepło (czynnik wątpliwy).

Rozpatrzmy je po porządku. Przy niektórych z nich, a mianowicie (2) i (3), wypadnie nam zająć się zjawiskami, bardzo ważnemi bez względu nawet na jonizację gazów; porządek jednak, który obraliśmy, nadawać się będzie, jak sądzę, do najbardziej logicznego wykładu naszego przedmiotu.

(1) Promienie katodowe i kanalikowe.

Jonizacja przez promienie katody.

2. Nielogicznym wydać się może, że dociekania nad sposobami wytwarzania przewodnictwa w gazach rozpoczynamy od czynnika, który zjawia się dopiero wówczas, kiedy gaz nabył już zdolności przewodzenia dzięki silnemu polu elektrycznemu. Głębsze jednak zastanowienie usprawiedliwi nasz sposób postępowania. Chwila namysłu przekona nas, że niepodobna przypuścić, aby rola zewnętrznych sił elektrycznych w wytwarzaniu przewodnictwa miała polegać na bezpośrednim wyciąganiu elektronów z atomów dzięki dostatecznemu natężeniu pola. Nietrudno bowiem ocenić rząd wielkości natężenia elektrycznego, jakie byłoby niezbędne do osiągnięcia podobnego skutku. Okres naturalny drgań elektronu jest według (9), str. 56., $2\pi\sqrt{\frac{m}{f}}$, gdzie $f.x$ wyraża siłę działającą na elektron przy odchyleniu x. Otóż, aby wyciągnąć elektron z atomu, musimy odchylić go przynajmniej o 10^{-9} cm. Najmniejsze więc natężenie elektryczne, X_0, które może wyrwać elektron z atomu, określa się przez

$$X_0\varepsilon = 10^{-9} f.$$

Okres drgania elektronów w atomach gazów nie jest większy od 10^{-16} sek.; podstawiając przeto w ostatnim wzorze znane wartości ε ($3{\cdot}4 \times 10^{-10}$) oraz m (6×10^{-28}), mamy

$$X_0 = \frac{10^{-9} \times 4\pi^2 \times 6 \times 10^{-28}}{3{\cdot}4 \times 10^{-10} \times 10^{-32}} = 7 \times 10^6 = 2{\cdot}1 \times 10^9 \text{ woltów na cm.}$$

— natężenie elektryczne o wiele większe od tego, które sprawia wyładowanie.

Dalej, gdyby elektrony odrywały się od atomów dzięki bezpośredniemu działaniu pola, gęstość lub ciśnienie gazu nie mogłyby mieć żadnego wpływu na natężenie elektryczne niezbędne do wyładowania; to zaś sprzeciwia się wynikom doświadczeń.

Musimy tedy rozejrzeć się gdzieindziej za czynnikiem sprawiającym wyładowanie elektryczne.

Działanie jonizacyjne promieni katodowych spostrzegł bezpośrednio po raz pierwszy LENARD. Ponieważ promienie te mogą przenikać przez cienkie warstwy ciał stałych, przeto, jeżeli ścianę rurki w tym miejscu, na które promienie padają, zastąpimy bardzo cienką blaszką metalową (mianowicie glinową), promienie będą mogły wyjść przez nią z rurki i dadzą się nazewnątrz niej obserwować. Posługując się takiemi rurkami, przekonał się Lenard, że promienie katodowe ulegały w powietrzu zewnętrznym, przy zwykłym ciśnieniu, szybkiemu pochłanianiu, wywołując w nim świecenie i udzielając mu zdolności przewodzenia; z dalszych doświadczeń okazało się, że zdolność przenikania promieni wzrasta szybko wraz z ich prędkością. Ponieważ nie znano jeszcze wówczas gruntownie istoty promieni katodowych, sądzono, że promienie wynurzające się z rurki różnią się co do istoty swej od katodowych, i nazwano je „promieniami Lenarda". Obecnie jednak wiemy, że są to promienie katodowe, które wydostają się po prostu z rurki, w której powstały (o ile nie są promieniami Roentgena).

Przewodnictwo udzielane przez promienie katodowe gazom, przez które przechodzą, ilustruje też dobrze doświadczenie Perrina (rozdział VIII., § 8.). Jeżeli przez odpowiednie odchylenie promieni rzucimy pęczek ich na elektrodę, tak aby się naładowała, a następnie pozwolimy wrócić promieniom do ich pierwotnego kierunku, elektroda, dzięki przewodnictwu otaczających ją gazów, szybko tracić zacznie nabyty ładunek; skoro przerwiemy prąd wyładowania w rurce, a tym samym usuniemy działanie promieni katodowych na gazy, elektroda przestanie tracić ładunek. Wobec tej zdolności przewodzenia gazu pozostałego w rurce, chociażby nawet nie wzdłuż samej linji wyładowania, musimy znacznie obniżyć ciśnienie, aby otrzymać dostrzegalne odchylenie elektrostatyczne promieni. Dopóki bowiem ośrodek między płytami (rys. 17., str. 156.) jest przewodnikiem, natężenie elektryczne między płytami nie będzie takie, jakie oblicza się z różnicy potencjałów i wzajemnej odległości płyt przy zwykłym założeniu, że dzielący je ośrodek jest izolatorem.

Doświadczenia podobne do Perrinowskiego dowiodły, że promienie kanalikowe również udzielają zdolności przewodzenia każdemu gazowi, przez który przechodzą; ponieważ jednak promienie te posiadają znacznie mniejszą zdolność przenikania, niż pro-

mienie katodowe, nie dały się więc one dotychczas przepuścić przez okienko z rurki do innego naczynia, w którym — podobnie jak w eksperymentach Lenarda — możnaby je wygodnie badać.

Sama, oczywiście, obecność cząstek naładowanych, z których składają się promienie katody i kanalikowe, wywoła w przeszytym przez nie gazie pewne przewodnictwo; łatwo jednak okazać można, że liczba jonów wytwarzających się w gazie jest o wiele większa od liczby wkraczających doń cząstek katodowych; koniecznie przyjąć należy, że promienie wywołują w przejściu przez gaz wyrzucanie elektronów z atomów jego. Mechanizm tego wyrzucania łatwo można sobie wyobrazić. Naładowana cząstka katodowa, zbliżając się do atomu, wywierać będzie silne odpychanie na zawarte w nim elektrony; odpychanie to może być większe, niż przyciąganie, którego one doznają od atomu dodatniego, tak iż wyzwoli jeden lub kilka elektronów z więzów atomu. Tymczasem jednak sama też cząstka katodowa dozna przyciągania od atomu dodatniego, tak iż będzie mogła biec dalej po swej drodze o tyle tylko, o ile zdoła, dzięki swej energji kinetycznej, przyciąganie to przezwyciężyć. Wytrącenie elektronu z atomu wymaga nakładu energji, czerpanej z energji kinetycznej promieni. Dzięki takim kolejnym działaniom prędkość cząstek promieni katodowych zmniejsza się, aż staje się za małą, aby cząstki mogły dostarczyć energji niezbędnej do wytrącenia elektronu; cząstki tracą swą zdolność jonizacyjną i zostają ostatecznie przyciągnięte przez rozsiane w gazie atomy dodatnie, które przedtym, dzięki tym właśnie cząstkom, powstały z atomów obojętnych; słowem, promienie zostają pochłonięte. Oczywista, że zachodzić powinien ścisły związek między pochłanianiem promieni przez gaz a jonizacją, którą w nim wywołują, co też stwierdza doświadczenie (patrz § 7 poniżej).

Wyładowanie elektryczne.

3. Przewodnictwo swe zawdzięcza gaz, przy wszelkich ciśnieniach, obecności elektronów [ujemnych] i dodatnich atomów. Przy nizkich ciśnieniach te cząstki naelektryzowane są swobodne, przy wysokich zaś skupiają naokoło siebie cząsteczki (molekuły) obojętne i tworzą jony. Lecz w gazie o wysokim nawet ciśnieniu elektrony zachowują swobodę w ciągu pewnej części całego okresu swego istnienia, między swym powstaniem a pochłonieniem w ścianach naczynia lub gdzieindziej; do skupienia bowiem dokoła siebie cząsteczek obojętnych potrzebują pewnego czasu. Dopóki zaś elektrony znajdują się w stanie swobodnym, poruszają się pod działaniem

zewnętrznego pola elektrycznego, podobnie jak cząstki samych promieni katodowych; jeżeli więc, zanim zderzą się z cząsteczką obojętną, przebyć mogą dość wielką odległość, aby nabyć energji wystarczającej do zjonizowania atomu lub cząsteczki, wynikiem zderzenia nie będzie przyczepienie się elektronów do obojętnych atomów, lecz ich jonizacja. Powstający przy tym nowy elektron porusza się w polu elektrycznym i nabywa dzięki temu dość energji, aby zjonizować atom, który napotyka pod koniec swego biegu swobodnego. W gazie znajduje się teraz nietylko ta liczba elektronów, która powstała wprost dzięki zewnętrznemu czynnikowi jonizującemu, lecz o wiele większa. Prąd raz już nasycony zwiększać się zaczyna ponownie przy wzrastającym natężeniu elektrycznym: następują zjawiska wyładowania elektrycznego.

Wyładowanie elektryczne powstaje tedy wskutek jonizacji przez zderzenia, t. j. wskutek wyzwalania nowych elektronów przez zderzanie się już istniejących z cząsteczkami obojętnemi. Jeżeli X oznacza natężenie elektryczne, działające na gaz, d zaś drogę swobodną elektronu, elektron przebiega różnicę potencjałów Xd; strata energji potencjalnej elektrostatycznej $Xd\varepsilon$ równa się energji nabytej przez elektron. Wyładowanie więc elektryczne zachodzi wówczas, kiedy wielkość $Xd\varepsilon$ staje się równą pracy, którą należy wykonać, aby wyciągnąć elektron z atomu.

Wartość $Xd\varepsilon$ można zwiększyć w dwojaki sposób: (1) zwiększając natężenie pola, (2) zwiększając d; lecz droga swobodna jest odwrotnie proporcjonalna do ciśnienia gazu, t. j. d zwiększy się, gdy obniżymy ciśnienie. Wspomnieliśmy już zresztą, że wyładowanie elektryczne daje się osiągnąć bądź jednym, bądź drugim z tych sposobów.

Możemy też ocenić zgruba ilość energji niezbędnej do zjonizowania atomu. Przeciętna droga swobodna tak małego ciała, jak elektron, w powietrzu przy zwykłym ciśnieniu wynosi około 6×10^{-5} cm.; natężenie elektryczne niezbędne do wytworzenia iskry wynosi około 30000 woltów na centymetr, czyli 1·8 wolta na długość drogi swobodnej elektronu. Energja więc niezbędna do jonizacji atomu nie jest mniejsza, niż ta, której nabywa cząstka o ładunku ε, spadająca z jednego potencjału na drugi, niższy o 1·8 wolta, czyli 6×10^{-3} jedn. elektrostatycznych. Możemy być pewni, że ocena ta jest za mała, a to dla dwuch powodów. Po pierwsze, przy najsilniejszym nawet wyładowaniu przez gaz pod ciśnieniem atmosferycznym zjonizowany jest mały tylko ułamek

wszystkich atomów gazu. Zdolności jonizowania nabywają tylko te elektrony, które przebyły drogę swobodną, znacznie większą od przeciętnej [a takich właśnie elektronów jest bardzo mało]. Istotnie więc, biorąc w rachunku naszym wartość przeciętną drogi swobodnej, niedoceniliśmy różnicy potencjałów. Po drugie, nie wiemy napewno, czy atom zjonizowany nabywa całej energji niezbędnej do zjonizowania go przez jednorazowe zderzenie. Już poprzednie zderzenia mogły wprawić elektrony w drganie, nie wytrącając ich jeszcze z atomu; następny więc impuls, jeżeli działa w takim kierunku, iż zwiększa amplitudę istniejącego już drgania, może wyzwolić elektron ostatecznie, nie doprowadzając przecież atomowi całej niezbędnej ku temu energji.

Wykończona teorja wyładowania elektrycznego przy wysokich i nizkich ciśnieniach nie stanowi przedmiotu tej książki; dobrze będzie atoli zaznaczyć tu pewne przynajmniej wnioski, otrzymane przez zastosowanie opisanej hipotezy do pomiarów rozmieszczenia natężenia elektrycznego wzdłuż drogi wyładowania świetlnego przy nizkim ciśnieniu. (1) Okazało się, że katoda, bombardowana przez cząstki dodatnie, wysyła znaczną liczbę cząstek ujemnych; nie jest jednak rzeczą pewną, że cząstki dodatnie mają swe źródło w anodzie: być może, że pochodzą one wszystkie od cząsteczek gazu. Te przewoźniki dodatnie wymagają większej energji, niż ujemne, jeżeli mają działać jako czynniki jonizujące. (2) Wysnuć się dał ważny wniosek, że w dziedzinach świetlnych wyładowania odbywa się jonizacja cząsteczek, ciemnemi zaś są te części, w których cząstki naładowane wędrują, nie tworząc nowych jonów. Tak więc świetlna warstwa katodowa reprezentuje wysyłanie elektronów z katody, ciemnia Crookesa — dziedzinę, przez którą elektrony te wędrują pod działaniem pola z bardzo znaczną prędkością, wytwarzając niewiele jonów (patrz §13); gdy docierają do poświaty ujemnej, zaczynają silniej jonizować cząsteczki gazu; wytworzone tu świeże jony muszą przebyć ciemnię Faradaya i dotrzeć do zorzy dodatniej, zanim z kolei działać zaczną jako jonizatory*.

Mechanizm przewodzenia w wyładowaniu elektrycznym jest w zasadzie podobny do przewodzenia metalicznego: w obu przypadkach atomy jonizują się, a naładowane ich części składowe, poruszając się pod działaniem pola elektrycznego, stanowią prąd.

* Opis ten nie rości sobie pretensji do zupełnej ścisłości; patrz wskazówki bibljograficzne na końcu rozdziału.

Główne zaś rożnice polegają (1) na tym, że w metalach cząstki jednego znaku [+] są nieruchome, (2) na różnych może poniekąd sposobach powstawania cząstek naładowanych, (3) na tym, że w gazach droga swobodna tych cząstek jest o tyle większa [niż w metalach], że nieciągłość przewodzenia spostrzec można gołym okiem. Dzięki ostatniej różnicy odnośne zjawiska łatwiej dają się analizować, tak iż obecnie przewodzenie w gazach wydaje się bardziej pouczającym i ciekawym, niż w metalach, pomimo zawiłości stosunków między prądem a natężeniem elektrycznym, które panują tu zamiast zupełnie prostego prawa Ohma. Oddaliliśmy się znacznie od matematycznego ujęcia fizyki.

(2) Promienie Roentgena.

Odkrycie Roentgena.

4. W r. 1895 spostrzegł Roentgen, że ekran, powleczony warstwą platynocyanku baru (substancją silnie fluoryzującą pod działaniem światła) i zbliżony do rurki, w której odbywa się wyładowanie elektryczne przy ciśnieniu takim, iż ściany jej fosforyzują w żywej barwie zielonej, jasno świeci. Jeżeli między rurką a ekranem umieszczamy grube bryły ciał stałych, rzucają one na ekran cienie, które można przypisać zatrzymaniu promieni wychodzących z rurki i wzbudzających w ekranie fosforescencję. Ciała stałe nie są jednak dla tych promieni doskonale nieprzezroczyste: biorąc warstwy ich dość cienkie, przekonamy się, że promienie przechodzą przez nie bez dostrzegalnego pochłonienia. Okazało się, że zdolność pochłaniania różnych ciał jest, przy tej samej grubości warstw, różna w bardzo szerokich granicach. Naogół ciała mniej gęste są dla tych promieni przezroczystsze od ciał gęstszych, tak np. mięśnie zwierząt są przezroczystsze od kości; zdolność ta pochłaniania danego ciała nie jest atoli w żadnym związku z nieprzezroczystością jego dla światła.

Promienie te nazwał sam Roentgen promieniami *X*; obecnie jednak znane są powszechnie pod nazwiskiem swego odkrywcy. Roentgen spostrzegł, że, podobnie, jak światło, działają one na płytę fotograficzną, zaś J. J. Thomson i inni okazali, że, przechodząc przez jakikolwiek gaz, czynią go przewodzącym. Wszystkie późniejsze badania własności tych promieni oparto raczej na pierwszej lub drugiej z tych cech, niż na własności wzbudzania fluorescencji w odpowiednim ekranie.

Istota tych promieni. Teorja Stokesa.

5. Spostrzeżono odrazu szczególne podobieństwo tych promieni do światła, zwłaszcza co do ich propagacji prostolinijnej, uwidocznionej przez ostry cień, jaki rzucają nieprzezroczyste dla nich ciała stałe, co do ich własności działania na płytę fotograficzną i co do zdolności przenikania przez ciała stałe. Nie brak jednak również uderzających różnic między promieniami Roentgena a światłem. Promienie te nie załamują się w przejściu od jednego ośrodka do drugiego; ulegają wprawdzie pewnego rodzaju odbiciu, lecz prawa jego są zupełnie inne, niż dla odbicia światła; co do ich uginania się (dyfrakcji), nie można jeszcze dowieść jej w sposób zupełnie przekonywający. Ze względu na niektóre z wymienionych tu własności promienie te przypominają światło o bardzo małej długości fali; ponieważ jednak promienie zwykłego światła załamują się tym silniej, im mniejsza jest długość fali, przeto w braku załamania upatrywano ostateczny zarzut przeciw utożsamieniu tych nieznanych promieni ze światłem o małej długości fali.

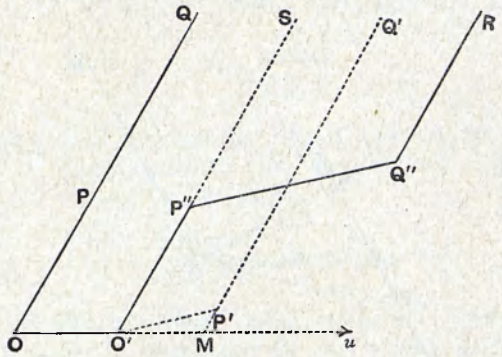
Z drugiej znowu strony promienie te żywo przypominają promienie katodowe, których własności znano już dobrze w czasie odkrycia Roentgena; różnią się od nich jednak o tyle, że nie unoszą ładunku elektrycznego, o czym sądzić można stąd, że w najsilniejszych naszych polach magnetycznych nie doznają odchylenia. Co do istoty tych promieni, zbudowano wiele różnych teorji, które w czasach powszechnego zainteresowania tym nowym odkryciem szybko po sobie następowały; z nich przyjęto ostatecznie teorję pomyślaną przez Stokesa*, a opracowaną przez J. J. Thomsona i Sommerfelda.

Z rozmaitych obserwacji okazało się, że promienie Roentgena wychodzą z każdego punktu ciała stałego, na który padły promienie katodowe, przebiegające wewnątrz rurki wypompowanej; w pierwotnych doświadczeniach ciało to stanowiły ściany samej rurki, w ulepszonych wszakże aparatach umieszcza się specjalną „antykatodę“, jako ciało wystawione na napór promieni katodowych. Promienie Roentgena wychodzą z każdego miejsca, w którym wstrzymane i pochłonięte zostają promienie katodowe. Lecz ostatnie składają się z elektronów, które wraz z przyczepionemi do nich rurkami Fa-

* i — niezależnie podobno — przez Emila Wiecherta. Na kontynencie teorja ta jest znana pod nazwą „Stokesa-Wiecherta“. Przyp. tłum.

radaya poruszają się z bardzo znaczną prędkością. Gdy elektron zostaje wstrzymany, przyczepione doń rurki nie przybierają natychmiast położenia odpowiadającego stanowi ostatecznej ich równowagi: bezwładność rurek pociągnie je naprzód w kierunku pierwotnego ruchu elektronu. Rurki odkształcą się, i wzdłuż każdej z nich przebiegnie zakłócenie, sprowadzając wszystkie przebyte już części rurki do ich ostatecznego stanu równowagi. Zgodnie z wywodami rozdziału II. zakłócenie to musi mieć charakter „pulsu"*, czyli drgania poprzecznego, i przenosić się będzie wzdłuż rurek z prędkością V.

Niechaj OPQ (rys. 19.) wyobraża jedną z przyczepionych do elektronu rurek Faradaya w chwili, kiedy rozpoczyna się właśnie



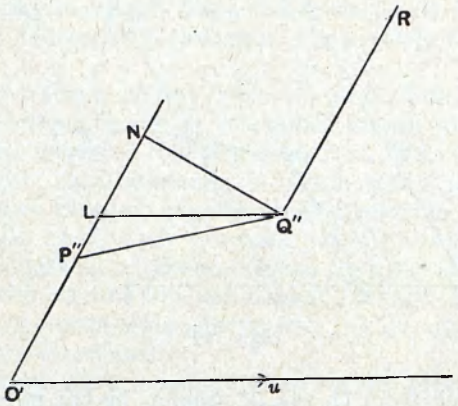
Rys. 19.

hamowanie elektronu O, zaś O′ niechaj będzie położeniem, w którym elektron jest ostatecznie wstrzymany. W chwili tej (zupełnego wstrzymania) rozważana rurka będzie miała postać O′P′Q′; „załamanie" w P′ wyobraża zakłócenie wywołane w rurce przez pierwsze uderzenie elektronu: w czasie, kiedy elektron przesunął się z O do O′, powiedzmy w ciągu t sekund, załamanie to przebyło z prędkością światła V wzdłuż rurki odległość MP′, tak iż $P'M = d = Vt$ (na rysunku naszym skale długości mierzonych wzdłuż OM i OQ bynajmniej nie są jednakowe). W późniejszej

* *Pulse*, t. j. fala samotna, powstająca przy jednorazowym, nagłym uderzeniu, w odróżnieniu od ciągu fal, podtrzymywanego przez ustawicznie czynne źródło zakłóceń. Przyp. tłum.

nieco chwili taż sama rurka ułoży się wzdłuż O′P″Q″R: część jej (Q″R), której nie dosięgło jeszcze zakłócenie, biegnące ze skończoną prędkością V, poruszała się wciąż z pierwotną prędkością elektronu, część natomiast (O′P″), przez którą przeszło już zakłócenie, osiągnęła już swe położenie ostateczne. Gdy cała już rurka znajdzie się w spoczynku, co — z zupełną ścisłością — nastąpi w nieskończenie odległej przyszłości, zlewać się ona będzie z prostą O′S [równoległą do OPQ].

Możemy obliczyć energję zawartą w tym pulsie, czyli fali samotnej, biegnącej wzdłuż rurki. Niechaj O′P″Q″R (rys. 20.) wyobraża położenie i kształt rurki po upływie czasu T od ostatecznego wstrzymania elektronu. Polaryzacja elektryczna w fali ma kierunek P″Q″ i daje się w myśli rozłożyć na dwie składowe:



Rys. 20.

jedną w kierunku P″N, która istnieć będzie, gdy rurka przejdzie do stanu spoczynku, drugą w kierunku Q″L, odpowiadającą odkształceniu rurki. Jeżeli $O'P'' = r$, polaryzacja pierwotna wyraża się przez $\frac{\varepsilon}{4\pi r^2}$; oznaczając więc ostatnią składową przez D, otrzymamy z trójkąta P″Q″L:

$$\frac{D}{\varepsilon/4\pi r^2} = \frac{Q''L}{P''L} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (1).$$

Lecz, jak widzieliśmy w rozdziale II., przy rozważaniu propagacji zakłócenia wzdłuż rurki Faradaya należy jedynie wziąć w rachubę polaryzację elektryczną, prostopadłą do kierunku, jaki posiada rurka przed odkształceniem. Niechaj więc polaryzacja wzdłuż Q″N, prostopadła do O′N, będzie R. Wówczas otrzymamy $R = D.\sin\theta$, gdzie θ jest kątem zawartym między rurką O′P″ a kierunkiem pierwotnego ruchu elektronu*.

Dalej, jeżeli u jest prędkością tego ruchu, mamy $Q''L = uT$; ponieważ zaś $r = OP'' = VT$, przeto $Q''L = \frac{u}{V} r$. Lecz prosta Q″L jest równoległa do OO′ (rys. 19.); mamy więc $P''L = P'M = d$, tak iż

$$R = \frac{Q''L}{P''L} \sin\theta \times \frac{\varepsilon}{4\pi r^2} = \frac{ru}{Vd} \times \frac{\varepsilon}{4\pi r^2} \sin\theta ,$$

czyli

$$R = \frac{\varepsilon u \sin\theta}{4\pi r d V} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (2).$$

Podobnie jak w przypadku drgań świetlnych, omówionych w rozdziale II., energja zakłócenia składać się będzie z dwuch części: (1) elektrycznej, wynoszącej

$$\frac{2\pi R^2}{K} = \frac{\varepsilon^2 u^2 \sin^2\theta}{8\pi r^2 d^2 V^2} \text{ (dzięki } K = 1),$$

i (2) magnetycznej, odpowiadającej ruchowi rurek. Rurki, których liczba wynosi R, poruszają się pod kątem prostym do siebie samych** z prędkością światła V, wytwarzają więc natężenie magnetyczne $H = 4\pi VR$; odpowiednia energja magnetyczna jest przeto

$$\frac{\mu H^2}{8\pi} = \frac{\varepsilon^2 n^2 \sin^2\theta}{8\pi r^2 d^2 V^2} \text{ (albowiem } \mu = \frac{1}{V^2}).$$

[Warto zwrócić uwagę, że energja ta, magnetyczna, równa się powyższej elektrycznej, że więc mamy tu tak zwaną falę czystą].

Energja całkowita jest więc

* Prosta LQ″ ma być r ó w n o l e g ł a do tegoż kierunku ruchu. Przyp. tłum.

** Autor dla krótkości mówi tu, że „rurki się poruszają", ma jednak, oczywiście, na myśli, że c z ę ś c i i c h t a k i e j a k LQ″ (rys. 20.), przesuwają się prostopadle do samych siebie; o te zresztą tylko części chodzi w całym rozważaniu. Przyp. tłum.

$$E=\frac{\varepsilon^2 n^2 \sin^2\theta}{4\pi r^2 d^2 V^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (3).$$

Zauważmy, że energja ta, stanowiąca miarę natężenia promieni Roentgena, jest proporcjonalna do $\frac{1}{r^2}$.

Powyżej uwzględniliśmy jedną tylko z rurek przyczepionych do elektronu; aby otrzymać całkowitą energję pulsu, czyli fali, należy zsumować [czyli scałkować] wyrazy podobne do (3) dla wszystkich rurek wybiegających z elektronu we wszelkich możliwych kierunkach poprzez objętość tej fali, stanowiącej warstwę kulistą. Jako wynik otrzymuje się, przez proste całkowanie:

$$E=\frac{2}{3}\frac{\varepsilon^2 n^2}{dV^2}.$$

[We wzorze tym E oznacza całkowitą energję, którą unosi ze sobą fala, odrywająca się — że tak powiem — od elektronu dzięki jego wstrzymaniu; E natomiast we wzorze (3) jest gęstością tej energji, t. j. energją przypadającą na jednostkę objętości warstwy kulistej, czyli fali.] Wielkość d, do której całkowita energja wypromieniowana jest odwrotnie proporcjonalna, nazywać będziemy s z e r o k o ś c i ą pulsu.

Wnioski z teorji Stokesa.

6. Te właśnie „pulsy“, biegnące wzdłuż rurek przyczepionych do elektronu dzięki wstrzymaniu go przez zderzenie, stanowić mają, według teorji Stokesa, promienie Roentgena. [Dlatego też „pulsy“ takie, ogólniej, wszelkie elektromagnetyczne fale samotne, nieciągłe, zaczęto w ostatnich czasach nazywać f a l a m i R o e n t g e n a.]

Jonizacja sprawiana przez te promienie jest wyrazem działania siły elektrycznej, panującej w takiej fali, wytrącającej mianowicie elektrony z atomów. Według tego poglądu promienie Roentgena różnią się od światła tylko co do postaci zakłócenia, propagującego się wzdłuż rurek: w przypadku światła zakłócenie stanowi cały szereg drgań perjodycznych, w przypadku zaś promieni Roentgena — jedyny puls, czyli fala samotna. Pomiar bezpośredni prędkości propagacji promieni Roentgena przedstawia wprawdzie poważne trudności doświadczalne; badania jednak podjęte w tym kierunku przez Marxa i innych wskazują, zgodnie z powyższą teorją, na tożsamość tej prędkości z prędkością światła.

Różnica postaci tych dwuch rodzajów zakłóceń elektroma-

gnetycznych, napozór małoznacząca, wystarcza przecież do zdania sprawy z ich odmiennych własności. Długości fali świetlnej odpowiada, w promieniach Roentgena, szerokość pulsu, t. j. droga przebyta z prędkością światła w czasie upływającym między początkiem a końcem hamowania elektronu. Ponieważ elektrony w promieniach katodowych poruszają się z prędkością, dającą się porównać z prędkością światła, a odstęp, w którym odbywa się cały proces ich hamowania, da się prawdopodobnie porównać z promieniem atomu (powiedzmy 10^{-8} cm.), przeto szerokość pulsu może wynosić około 10^{-8} cm. Tak więc długość fali zakłócenia byłaby dla promieni Roentgena znacznie mniejsza, niż dla wszelkich znanych gatunków światła, a wielkość dostrzegalnych zjawisk dyfrakcyjnych powinna zmniejszyć się odpowiednio. Z dostrzeżeń Hagi i Winda, przypisywanych ogólnie dyfrakcji promieni Roentgena, wynikła szerokość pulsu $1{\cdot}3 \times 10^{-8}$ cm. Z drugiej strony Wien usiłował wyprowadzić szerokość pulsu ze wzoru podobnego do (3) przez pomiar stosunku energji promieni Roentgena do energji promieni katodowych, które je wywołują. Jeżeli m jest masą elektronu, stosunek energji pulsu (E_r) do energji elektronu (E_k) wyraża się przez

$$\frac{E_r}{E_k} = \frac{2}{3}\frac{e^2u^2}{dV^2} : \frac{1}{2}mu^2 = \frac{4}{3}\frac{e^2}{mdV^2}.$$

W ten sposób Wien otrzymał dla szerokości pulsu $d = 1{\cdot}15 \times 10^{-10}$ cm., t. j. wartość przeszło sto razy mniejszą od powyższej. Niezgodność tej wartości z otrzymaną przez Hagę i Winda daje się wytłumaczyć, jeżeli uczynimy, prawdopodobne zresztą, przypuszczenie, że elektron katodowy nie zostaje zahamowany nagle [t. j. na drodze tegoż rzędu, co średnica atomu], lecz zatrzymuje się dopiero po wykonaniu wielu drgań*.

Zauważmy zresztą, że, jeżeli długość drogi, na której elektron zostaje sprowadzony do spoczynku, jest w przybliżeniu jednakowa, jakąkolwiek byłaby prędkość pierwotna elektronu (u), szerokość pulsu będzie tym większa, im mniejsza prędkość u.

Brak załamania i regularnego odbicia również przypisać należy szczególnej postaci zakłócenia. W przypadku światła zjawiska te zachodzą, jak widzieliśmy, dzięki przesunięciu elektronów przez pole elektryczne, panujące w fali świetlnej, i dzięki powsta-

* t. j. na dość długiej drodze zygzakowatej, którą przebywa pośród gęstego roju atomów lub cząsteczek antykatody. Przyp. tłum.

jącemu w ten sposób polu przeciwnemu. Otóż podobnego rodzaju przesunięcie zachodzić też musi podczas przejścia pulsu Roentgena przez atom; ponieważ jednak przejście to zajmuje czas bardzo krótki, puls wynurzy się z atomu zupełnie, zanim wywołane przezeń przyśpieszenie elektronu zdąży sprawić dostrzegalne jego przesunięcie, tak iż odpowiednie pole przeciwne nie wywrze żadnego wpływu na bieg fali Roentgena. Pomimo to wprawienie w ruch elektronów, zawartych w atomie, wymaga pewnego nakładu energji, czerpanej z zapasu nagromadzonego w pulsie*; energja więc pulsu będzie się zmniejszała, t. j. promienie Roentgena w przejściu przez różne ciała doznawać będą pochłaniania, jeżeli nawet natężenie elektryczne przysługujące pulsowi, nie wystarcza do wyrzucenia elektronów z atomu, a więc do wywołania jonizacji.

Promieniowanie wtórne i polaryzacja.

7. Odbicie światła jest ściśle związane z jego pochłanianiem: fale odbite mają swe źródło w drganiach elektronów wywołanych przez falę padającą. Ponieważ zakłócenie w promieniach Roentgena nie jest perjodyczne, przeto zakłócenie, które w przejściu wzbudzi w elektronach, nie będzie miało charakteru wymuszonych drgań perjodycznych. Lecz elektrony wprawione w jakikolwiek ruch muszą wysyłać zakłócenia elektromagnetyczne, które, jak można oczekiwać, będą albo

(1) pulsami, podobnemi poniekąd do pulsów padających na ciało, a powstającemi dzięki szarpnięciu elektronów przez przechodzącą falę Roentgena, albo

(2) drganiami o okresie swobodnym elektronów, przy powrocie ich do położenia równowagi po doznanym odchyleniu.

Zakłócenia drugiego rodzaju objawiają się prawdopodobnie przez fosforescencję wzbudzaną w wielu ciałach przez promienie Roentgena; zakłócenia zaś pierwszego rodzaju odkryto w postaci „wtórnych promieni Roentgena“, które wysyłają we wszystkich

* W przypadku fal świetlnych energji niezbędnej do wprawienia elektronów w drganie dostarczają pierwsze z całego ciągu fale, które padają na ciało, i one też zostają silnie pochłonięte. Nie ulega żadnej niemal wątpliwości, że, gdybyśmy mogli obserwować zjawiska zachodzące w ciągu małego ułamka sekundy, upływającego od pierwszego uderzenia promieni świetlnych o dane ciało aż do wytworzenia się stanu drgań statecznych, przekonalibyśmy się, że światło w okresie tym zachowuje się w sposób bardziej podobny do promieni Roentgena, niż do światła po upływie tego okresu wstępnego.

kierunkach ciała uderzonego przez pęczek promieni „głównych“, czyli pierwszych. Wiele cennych prac dotyczących promieni wtórnych ogłosił w nowszych czasach Barkla; niektóre z najciekawszych jego wyników dotyczą istoty promieni wtórnych, wysyłanych przez różne pierwiastki chemiczne. Znajduje on oto, że lżejsze atomy — t. j. wszystkie te, które mają ciężar atomowy mniejszy od wapnia*, wytwarzają promienie wtórne, zupełnie podobne do promieni głównych, gdy tymczasem atomy cięższe wytwarzają promienie, posiadające zdolność przenikania mniejszą od głównych.

Ponieważ elektrony [katodowe], których uderzaniu o antykatodę fale Roentgena zawdzięczają swe powstanie, biegną wszystkie w tym samym kierunku, przeto polaryzacja elektryczna w pulsach przez nie wysyłanych powinna leżeć w płaszczyznach równoległych do tego kierunku, a nie w płaszczyznach doń prostopadłych; innemi słowy, promienie Roentgena powinny być spolaryzowane w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku ruchu elektronów. Ślady takiej polaryzacji odkrył Barkla, który znajduje, że natężenie promieniowania wtórnego, wzbudzonego przez pęczek promieni głównych w gazie, zależy od kierunku emisji: promienie wtórne, wysyłane w kierunkach prostopadłych do drogi promieni katodowych w rurce (która dostarcza promieni głównych), są silniejsze od wysyłanych w jakimkolwiek innym kierunku. Ponieważ polaryzacja promieni nie jest zupełna, należy przypuścić, że elektron podczas hamowania nie porusza się po linji prostej, lecz po drodze krzywej, nieregularnej, której części mogą mieć najrozmaitsze kierunki.

Pochłanianie i jonizacja.

8. Nad pochłanianiem promieni Roentgena w przejściu przez różne ciała wykonano liczne doświadczenia ilościowe. Okazuje się, że stosunek energji E_x promieni, wynurzających się z warstwy o grubości x, do energji E_0 promieni, padających na warstwę, zależy od grubości tej warstwy w sposób wyrażony przez wzór

$$\frac{E_x}{E_0} = e^{-\lambda x} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (4),$$

gdzie e jest zasadą logarytmów naturalnych, λ zaś stałą, zależną od natury promieni i pochłaniającego je ciała. Ponieważ ze związ-

* Potasu nie zbadano.

kiem tego kształtu spotkamy się przy wielu zjawiskach, któremi zająć się nam wypadnie w tym rozdziale, dobrze będzie rozważyć tu jego znaczenie fizyczne.

Przypuśćmy, że ilość energji, którą promienie w przejściu przez atom oddają zawartym w nim elektronom, jest proporcjonalna do chwilowego ich zasobu energji. Rozważmy promień, zawierający początkowo energję E_0 i przenikający przez warstwę danego ciała o grubości x. Podzielmy tę warstwę myślowo na bardzo wielką liczbę n warstw o jednakowych i bardzo małych grubościach d. Ponieważ energja stracona w każdej warstwie jest proporcjonalna do energji, która do niej wkracza, przeto z pierwszej warstwy wynurzy się ilość energji

$$E_1 = E_0 - E_0 . \lambda d = E_0(1 - \lambda d) \quad \ldots\ldots\ldots (5),$$

gdzie λ jest „spółczynnikiem pochłaniania“ rozważanego ośrodka, t. j. miarą stosunkową energji pochłanianej przez cienką warstwę, obliczoną na jednostkę grubości. Podobnie też z drugiej warstwy wynurzy się energja

$$E_2 = E_1(1 - \lambda d) = E_0(1 - \lambda d)^2 \quad \ldots\ldots\ldots (6),$$

i t. d., wreszcie z n-tej warstwy

$$E_n = E_0(1 - \lambda d)^n,$$

czyli, dzięki temu, że $nd = x$,

$$E_n = E_0\left(1 - \frac{\lambda x}{n}\right)^n \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (7).$$

Biorąc n coraz większe i warstewki odpowiednio coraz cieńsze, otrzymamy w granicy dla wyrazu po prawej stronie (7): $E_0 e^{-\lambda x}$, gdzie e jest zasadą logarytmów naturalnych*. Energja więc, wynurzająca się ostatecznie z całej naszej płyty o grubości x, będzie:

$$E_x = E_0 e^{-\lambda x} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (8),$$

jak w powyższym wzorze (4).

Zauważmy, że $1/\lambda$ jest głębokością, do której przenikają promienie, zanim energja ich zredukuje się do $\frac{1}{e}$-tej wartości pier-

* Patrz np. A. E. H. Love: Zasady rach. różn. i całkowego, Warszawa 1912, rozdz. VI. i dodatek IV. Przyp. tłum.

wotnej. Im większe więc λ, tym mniejsza zdolność promieni do przenikania danego ciała.

Wartość λ zależy wogóle od istoty promieni i od właściwości pochłaniającego je ciała. Okazało się, że, im mniejsze jest ciśnienie gazu w rurce wysyłającej promienie Roentgena, tym większa ich zdolność przenikania. Lecz im niższe ciśnienie gazu, tym większe natężenie elektryczne w rurce i tym większa prędkość promieni katody, a więc (według § 6) tym mniejsza grubość pulsu. Promienie przenikliwe odpowiadają więc pulsom cienkim, mniej przenikliwe — grubszym. Wyniku tego można się było z góry spodziewać; istotnie, im cieńszy puls, tym prędzej przechodzi on przez elektron w ciele pochłaniającym i tym mniej ma czasu na udzielenie elektronowi energji. Ponieważ zaś promienie ulegają pochłanianiu dzięki temu właśnie, że energję swą oddają elektronom rozsianym w ciele pochłaniającym, przeto im cieńszy puls, tym słabsze będzie pochłanianie. Według utartego zwyczaju promienie bardziej przenikliwe nazywają się „twardemi", mniej zaś przenikliwe, t. j. silniej pochłaniane, „miękkiemi".

Ponieważ przenikanie, dla każdego danego ciała, zależy od istoty promieni, do porównania więc zdolności absorbcyjnej różnych ciał należy użyć jednego i tego samego rodzaju promieni; doświadczenia ilościowe stają się trudne wskutek tego, że z tej samej rurki nie można otrzymać emisji promieni o niezmiennej twardości, chyba tylko w ciągu bardzo ograniczonego okresu czasu. Następująca tabela zawiera wyniki dokonanych, pomimo trudności, pomiarów. Trzecia kolumna daje wartości względne q jonizacji wywołanej przez promienie Roentgena, o jednej i tej samej twardości, w ciałach wymienionych w pierwszej kolumnie.

TABELA VIII.

	λ	q (w stosunku do powietrza)	gęstość (w stos. do powietrza)
Wodór	b. małe	0·5	·07
Powietrze	·001	1·0	1·0
Dwutlenek węgla	·001	1·2	1·52
Siarkowodór	·0037	6·0	1·18
Chlor	·0095	13·0	2·44
Jodek metylu (para)	·07	?	4·59
Glin (około)	10·0	?	2020·

Widzimy stąd, że — jak można było z góry się spodziewać — jonizacja gazu przez promienie wzrasta wraz z jego zdolnością pochłaniania (λ); między pochłanianiem a jonizacją nie zachodzi jednak ścisła proporcjonalność: stosunek energji, zużytej na wytrącenie elektronów z atomów, do energji, wydatkowanej na wywołanie wśród nich czasowych tylko zakłóceń, zależy do pewnego stopnia od istoty atomów. Widzimy też z powyższej tabeli, że zdolność pochłaniania oraz jonizacja wzrastają naogół wraz z gęstością gazu, lecz i tu znowu niema ścisłej proporcjonalności.

Doświadczenia dokonane nad zdolnością pochłaniania połączeń chemicznych dowodzą, że atom wnosi do nich właściwą sobie zdolność pochłaniania, t. j. że zdolność ta nie zależy od jego stanu połączenia chemicznego z innemi atomami. Jest to dalsze poparcie hipotezy, według której siły wiążące elektrony są określone przez budowę wewnętrzną atomu.

Ważną i ciekawą jest okoliczność, że najsilniejsze promienie Roentgena, jakie otrzymać możemy, w przejściu przez gaz jonizują nadzwyczaj mały tylko ułamek (mniej, niż jedną biljonową) wszystkich obecnych atomów. Oczekiwalibyśmy, że działanie promieni na wszystkie atomy tego samego ciała będzie jednakowe, że więc, skoro dany pęczek promieni może zjonizować jeden atom, będzie też mógł zjonizować wszystkie napotkane atomy, dopóki nie wyczerpie się cała energja promieni; doświadczenie jednak obala tę przepowiednię.

Oto jeszcze jedna trudność, związana z natężeniem elektrycznym w pulsie Roentgena, która również domaga się wzmianki. Aby natężenie to uczynić możliwie największym, weźmy

$$u = 10^{10} \text{ cm./sek.}, \quad d = 10^{-10}, \quad \sin\theta = 1.$$

Wówczas otrzymamy, według (2), w odległości $r = 10$ cm. od źródła:

$$R = \frac{3{\cdot}4 \times 10^{-10} \times 10^{10}}{4\pi \times 10 \times 10^{-10} \times 3 \times 10^{10}} = \frac{0{\cdot}11}{4\pi}.$$

Natężenie więc elektryczne, $X = 4\pi R$, będzie

$$X = 0{\cdot}11 \text{ jednostek elektrostatycznych,}$$

czyli 33 woltów na centymetr, gdy tymczasem na str. 172. zadecydowaliśmy, że do wyciągnięcia elektronu z atomu niezbędne jest natężenie elektryczne $2{\cdot}1 \times 10^9$ woltów na cm. W jakiż więc

sposób promienie Roentgena wywołać mogą jakąkolwiek wogóle jonizację? Odpowiedź na to pytanie roztrząśniemy w ostatnim paragrafie tego rozdziału, pogłębiwszy nasamprzód wiedzę naszą co do procesów jonizacji wogóle.

Promieniowanie wtórne metali.

9. Za pomocą promieni Roentgena jonizować można nietylko atomy gazów. Gdy promienie Roentgena padają na metale, te wysyłają promienie wtórne, które, w części przynajmniej, składają się z elektronów wyrzucanych z prędkością 10^9 do 10^{10} cm./sek. Badanie tych elektronów prowadzi do pewnych ciekawych i sugiestywnych wniosków. Przedewszystkim okazuje się, że prędkość, z którą wyrzucane są elektrony, jest niezależna od natężenia promieni. Ciekawszym jeszcze wynikiem jest to, że energja promieni wtórnych (a nawet sama już część jej zużywana na jonizację) może być większa od energji promieni padających, czyli głównych; wobec tego przypuszczono, że promienie padające na metal wyzwalają może energję potencjalną zawartą w jego atomach. Domysł ten znajduje potwierdzenie w dostrzeżeniach Bumsteada, który dowiódł, że ilość ciepła wywiązująca się przy całkowitym pochłonięciu danego pęczka promieni przez metal zależy w pewnej mierze od istoty tego metalu, że np. dla ołowiu jest dwa razy większa, niż dla cynku. Te wyniki doświadczalne trudno wytłumaczyć, chyba że przypuścimy, iż część energji cieplnej ma źródło nie w promieniach, lecz w metalu, który je pochłania. Doniosłość tych uwag będziemy mogli ocenić dopiero później.

(3) Promienie ciał promieniotwórczych.

Promienie Becquerela.

10. Roku 1896, wkrótce po odkryciu promieni Roentgena, Becquerel zajął się badaniem działania różnych ciał, fosforyzujących na płytę fotograficzną, w przekonaniu, że emisja promieni Roentgena jest związana z fosforescencją ścian rurki. Ze zbadanych przezeń ciał żadne nie działało na płytę fotograficzną przez ekran nieprzezroczysty dla światła, z wyjątkiem soli uranowych; co zaś do działania tych soli, Becquerel okazał, że jest ono niezależne od fosforescencji; trwało ono bowiem długo jeszcze po zaniku wzbudzonej przez światło fosforescencji. Z dalszych badań okazało się, że emisja promieni, przypominających promienie Roentgena pod wieloma ważnemi względami (jak co do zdolności przenikania ciał nieprzezroczystych dla zwykłego światła, działań fotograficznych i jonizacyj-

nych), stanowi nieodłączną własność wszystkich połączeń uranu. Początkowo nazwano te promienie „promieniami Becquerela"; wyniki jednak, do których doprowadziło ich badanie, posiadały znaczenie tak doniosłe, a ich własności okazały się tak zawiłemi, że nazwę pierwotną zupełnie niemal zarzucono na korzyść późniejszej, bardziej dobitnej.

Z odkrycia Becquerela wyłoniła się cała nowa nauka o promieniotwórczości, która wówczas dopiero ściągnęła na się uwagę powszechną zarówno fizyków zawodowych, jak i laików, kiedy małżonkowie Curie ogłosili odkrycie nowego pierwiastka, nazwanego przez nich radem, a posiadającego osobliwe własności uranu w znacznie większym stopniu.

W granicach naszej książki nie możnaby w przybliżeniu nawet podać pełnego wykładu tej nowj gałęzi wiedzy, która wyrosła z dostrzeżeń Becquerela; z olbrzymiego przeto mnóstwa zebranych w ciągu kilku lat ostatnich faktów wybierzemy tylko te, które mogą mieć związek z przedmiotem, mającym stanowić treść części następnej. Tymczasem zaś nowy materjał gromadzi się w tej dziedzinie z taką szybkością, że pewne przynajmniej z naszych twierdzeń okażą się prawdopodobnie błędnemi, zanim książka ta dojdzie do rąk czytelnika.

Promienie α.

11. Trzy są różne rodzaje promieni Becquerela, czyli promieni jonizujących, wysyłanych przez ciała promieniotwórcze: promienie α, promienie β i promienie γ. (Odłożymy tymczasem na później dyskusję cech szczególnych, na mocy których uważamy dane ciało za „promieniotwórcze". Poglądy co do tego punktu różnią się od siebie obecnie niewiele, a może nawet wcale.)

Promienie α są z promieni Becquerela najmniej przenikliwe: nie znamy promieni α, które mogłyby się przedrzeć przez warstwę 10-centymetrową powietrza przy zwykłym ciśnieniu lub przez dwie kartki papieru listowego, bez utraty swych własności jonizacyjnych; z drugiej jednak strony te właśnie promienie sprawiają w gazie, wystawionym na działanie radu (wprost, t. j. bez ekranu), całą prawie jonizację. Początkowo nie można było wykryć żadnych śladów ich odchylenia w polu magnetycznym, później wszelako dowiódł Rutherford, że odchylają się zlekka, i to w takim kierunku, jak gdyby były naładowane dodatnio, stwierdzając więc hipotezę uczynioną już dawniej przez Strutta. W ostatnich czasach dodatni ładunek promieni α wykryli bezpośrednio J. J. Thomson i Rutherford.

Posługując się metodą odchyleń magnetycznych i elektrycznych, różni badacze zmierzyli prędkość oraz wartość e/m właściwą tym promieniom. Doświadczenia Rutherforda prowadzą do ciekawego wyniku, że wartość e/m jest stała, niezależnie od tego, jaki pierwiastek chemiczny promienie te wysyła; wynosi ona mianowicie $1{\cdot}56 \times 10^{14}$; prędkość promieni α zmienia się wprawdzie w zależności od ich źródła, nigdy jednak nie odbiega daleko od 2×10^9 cm./sek. Zauważmy, że powyższa wartość e/m jest identyczna z wartością znalezioną przez J. J. Thomsona dla jednej z grup promieni kanalikowych. Promienie α różnią się od kanalikowych jedynie znacznie większą prędkością. Odtąd wcielimy promienie kanalikowe do klasy ogólniejszej promieni α.

Pochłanianie promieni α.

12. Pochłanianie promieni α stało się przedmiotem wielu nowszych badań. Bragg i Kleeman dowiedli, że pochłanianie tych promieni zależy od grubości warstwy pochłaniającej w sposób zupełnie inny, niż dla promieni Roentgena. Jonizacja, którą promienie te mogą wywołać w danym punkcie swej drogi, nie zmniejsza się stopniowo, jak w przypadku promieni Roentgena, wraz z odległością, którą przebyły w ciele pochłaniającym: w pewnej części ich drogi, zwanej zakresem *(range)* promieni, jonizacja nie zmienia się znacznie, z chwilą jednak osiągnięcia granicy tego zakresu promienie nie mogą sprawiać żadnej już dalszej jonizacji. Przypuśćmy tedy, że cienka warstwa ciała promieniotwórczego wysyła w kierunku normalnym promienie o zakresie r (mierzonym w powietrzu); wówczas we wszystkich punktach, których odległość od owej warstwy nie jest większa od r, promienie sprawią jonizację. Nałóżmy teraz na warstwę promieniotwórczą warstwę ciała o zakresie r' (mniejszym od r), o grubości d; warstwa ta zmniejszy zakres promieni, wzięty dla powietrza, o $\frac{r}{r'}d$; jonizacja nie będzie więc zachodziła w punktach, których odległość od źródła przekracza $r\left(1-\frac{d}{r'}\right)$. Wpływ warstwy pochłaniającej, czyli ekranu, nie objawi się więc w osłabieniu jonizacji we wszystkich punktach położonych po drugiej jej stronie; istotnie, ponieważ jonizacja sprawiana przez promienie jest większa tuż przy końcu ich zakresu, jonizacja tuż poza ekranem będzie nawet większa, niż poprzednio; cała wszakże grubość warstwy powietrza, w której wogóle zachodzi jonizacja, a tym samym i całkowita ilość jonizacji zmniejszy się dzięki ekranowi.

Jeżeli jednak, zamiast promieni wysyłanych normalnie z bardzo cienkiej warstwy, mamy emisję promieni z grubej warstwy we wszelkich kierunkach, ekran pochłaniający, umieszczony na ich drodze, zmniejszy nietylko grubość warstwy powietrza jonizowanego, lecz również natężenie jonizacji w tej warstwie. Po pierwsze bowiem, nie wszystkie promienie, docierające do jakiegokolwiek punktu w powietrzu, przybywają z powierzchni ciała promieniotwórczego, lecz niektóre wychodzą z jego wnętrza, a więc już przed wynurzeniem się przebiegają część swego zakresu. Ekran nasz zmniejsza wogóle zakres promieni w powietrzu, tak iż, gdy promienie przybywające z powierzchni mogą jeszcze dotrzeć do danego punktu, inne, wychodzące z głębi ciała promieniotwórczego, nie będą go już mogły dosięgnąć. Po drugie, promienie, które dotarły do danego punktu po drodze ukośnej względem warstwy promieniotwórczej, przebyły większą część swego zakresu, niż promienie biegnące normalnie; ekran więc nie pozwala pewnym promieniom ukośnym dotrzeć do punktu, którego dosięgnąć jeszcze mogą promienie normalne. Jeżeli zatym badamy pochłanianie przez pomiar słabnięcia skutku jonizacyjnego promieni, wychodzących z g r u b e j warstwy promieniotwóczej, dzięki umieszczonemu na ich drodze szeregowi warstw pochłaniających, tedy każda z następujących po sobie warstw zmniejszy zdolność jonizacyjną promieni α, tak iż otrzymamy dla nich prawo pochłaniania podobne poniekąd do prawa dostrzeżonego w przypadku promieni Roentgena. Istotnie, przed ogłoszeniem badań Bragga przypuszczano, że pochłanianie promieni α w materji ważkiej odbywa się według tego samego prawa, co promieni Roentgena.

Okazało się, że zakres promieni α w powietrzu waha się w granicach od 3, mniej więcej, do 8·6 centymetrów, zależnie od tego mianowicie, z jakiego pochodzą pierwiastka promieniotwórczego, oraz że liczba jonów każdego znaku, wytworzonych przez cząstkę α na drodze 1 cm. w powietrzu, wynosi około 29000. Wynikałoby stąd, że cząstki α jonizują wszystkie niemal cząsteczki (molekuły), z któremi się zderzają. Istotnie, z wartości e/m, otrzymanej dla tych cząstek, sądzić można, że posiadają one rozmiary atomowe, t. j. promień rzędu 10^{-8} cm.; liczba więc cząsteczek, z któremi cząstka α zderza się w przejściu przez warstwę powietrza o grubości 1 cm., jest liczbą cząsteczek zawartych w walcu kołowym długości 1 cm. i o promieniu 2×10^{-8}. Ponieważ zaś

na 1 cm.^{3} powietrza przypada $3{\cdot}6 \times 10^{19}$ cząsteczek, przeto liczba cząsteczek, z któremi zderza się nasza cząstka α, jest

$$1 \times \pi \times (2 \times 10^{-8})^2 \times 3{\cdot}6 \times 10^{19} = 43500,$$

t. j. w przybliżeniu równa się liczbie wytworzonych jonów.

Bragg i Kleeman, Laby i inni zmierzyli zakres promieni α w różnych ciałach. Z pomiarów tych okazało się, że atom wstrzymuje cząstki α w stopniu zależnym tylko od jego właściwości, nie zaś od stanu połączenia chemicznego, ani też od stanu skupienia danego ciała. Dalej, okazało się, że, jeżeli cząstka α przeszywa warstwy różnych pierwiastków, zawierające jednakowe liczby atomów, zmniejszenie zakresu jest proporcjonalne do pierwiastka kwadratowego ciężaru cząsteczkowego. W poniższej tabeli mamy w kolumnie drugiej zmniejszenie zakresu cząstki α w przejściu przez jedną cząsteczkę ciała, wymienionego w kolumnie pierwszej, w stosunku do zmniejszenia zakresu w powietrzu; kolumna trzecia zawiera pierwiastki kwadratowe ciężarów cząsteczkowych poszczególnych ciał.

Tabela IX.

	zdolność wstrzymywania	$\sqrt{}$ (ciężar cząsteczkowy)
Wodór	0·246	0·266
Powietrze	1·000	1·000
Glin	1·53	1·38
Srebro	3·11	2·75
Platyna	4·12	3·7
Jodek metylu *(CH_3I)*	2·49	5·35
Czterochlorek węgla *(CCl_4)*	3·8	3·61

Widzimy stąd, że prawo Bragga sprawdza się dobrze dla sporej liczby różnych pierwiastków.

Związek między jonizacją wywołaną w gazie a „zdolnością wstrzymywania" tegoż gazu nie jest zbyt prosty. Bragg i Kleeman z dostrzeżeń swych wyprowadzają następujące ważne wnioski:

(1) energja niezbędna do zjonizowania atomu gazu jest niezależna od istoty tego atomu;

(2) liczba całkowita jonów wytworzonych przez cząstkę α jest jednakowa dla wszystkich gazów — tak iż

(3) liczba jonów wytworzonych przez cząstkę α, podzielona

przez liczbę atomów, obok których cząstka ta przechodzi, jest proporcjonalna do pierwiastka kwadratowego ciężaru atomowego. Ostatni wniosek brzmi nieco dziwnie i niełatwo daje się pogodzić z innemi wywodami; lecz bądź co bądź wypływa on, jak się zdaje, wprost ze wspomnianych doświadczeń.

Rutherford dokonał pewnych nadzwyczaj ciekawych pomiarów prędkości cząstek α w różnych punktach ich zakresu i doszedł do godnego uwagi wniosku, że promienie α tracą zupełnie swą zdolność jonizacyjną, gdy prędkość ich spada poniżej $1{\cdot}12 \times 10^9$ cm./sek. Znajduje on również, że i inne działania tych promieni, jak działanie na płytę fotograficzną lub wzbudzanie fosforescencji, znikają przy tejże prędkości. Słowem, cząstki α stają się nieczynne, gdy prędkość ich spada do tej wartości. Z drugiej jednak strony wiadomo, że cząstki kanalikowe, które w żadnych warunkach, dających się praktycznie urzeczywistnić, nie osiągają tak wielkiej prędkości, wywierają potężne działania jonizacyjne i fosforescencyjne. Sprzeczność ta daje się najlepiej może przez to wytłumaczyć, że promienie tracą moc jonizującą nie dzięki stracie prędkości, lecz ładunku. Cząstki α w biegu swym często spotykać się muszą z cząstkami o ładunku przeciwnego znaku, powstałemi z atomów zjonizowanych już przez poprzednie cząstki; otóż nie jest wyłączone, że zobojętnianie ładunku przy takim spotkaniu zachodzi jeno wówczas, kiedy prędkość cząstki nie przekracza powyższej wartości znalezionej przez Rutherforda jako minimum prędkości cząstek jonizujących. Doświadczenia Thomsona (str. 164.) wskazywały, że promienie kanalikowe mogą tracić swój ładunek przez połączenie z jonami ujemnemi; zważmy jednak, że promienie kanalikowe można badać jedynie w gazach o bardzo nizkim ciśnieniu i że w tych warunkach mogą one przebyć znaczną odległość i wywołać silną jonizację, zanim spotkają się z cząstkami zobojętniającemi. Wartoby z tego punktu widzenia zbadać zakres cząstek α w gazach przy nizkich ciśnieniach: jeżeli powyższe tłumaczenie jest trafne, należałoby oczekiwać, że „zdolność wstrzymywania“ atomu szybko się będzie zmniejszała wraz z ciśnieniem gazu, po przekroczeniu pewnej granicy ciśnienia.

Energja niezbędna do zjonizowania atomu.

13. Opierając się na pomiarach Rutherforda, możemy obliczyć energję niezbędną do zjonizowania atomu gazu. Cząstki α, wyrzucane przez rad, posiadają prędkość początkową $2{\cdot}14 \times 10^9$ cm./sek.; każda z nich, przebywając swój zakres trzycentymetrowy, wytwarza 86000

jonów, a prędkość jej spada do $1{\cdot}12 \times 10^9$ cm./sek. Jeżeli więc m jest masą takiej cząstki α, stracona energja kinetyczna będzie

$$\tfrac{1}{2}m\{(2{\cdot}14)^2-(1{\cdot}12)^2\} \times 10^{18} = m \times 1{\cdot}66 \times 10^{18}.$$

Jeżeli przypuścimy, że cała ta energja idzie na jonizację, energja niezbędna do zjonizowania atomu będzie

$$\frac{m \times 1{\cdot}66 \times 10^{18}}{86000} = m \times 1{\cdot}94 \times 10^{13}.$$

Dla cząstki α znaleziono $\frac{e}{m} = 1{\cdot}56 \times 10^{14}$; przyjmując więc e równe ładunkowi elektronowemu ε, otrzymamy dla masy cząstki α około $2{\cdot}17 \times 10^{-24}$ grm., tak iż energja niezbędna do zjonizowania atomu wynosić będzie

$$2{\cdot}17 \times 10^{-24} \times 1{\cdot}94 \times 10^{13} = 4{\cdot}2 \times 10^{-11} \text{ ergów.}$$

Zazwyczaj wyraża się energję tę przez różnicę potencjałów, V, przez którą cząstka o ładunku ε musi spaść, aby nabyć tej energji. Mamy

$$\varepsilon V = 4{\cdot}2 \times 10^{-11}, \text{ a więc } V = 0{\cdot}122,$$

czyli $$V = 36{\cdot}6 \text{ woltów.}$$

Zauważmy, że wartość ta odpowiada jedynie atomom gazu, które są od siebie tak dalekie, iż są wolne od wpływów wzajemnych. Praca niezbędna do zjonizowania atomu ciała stałego lub ciekłego może być znacznie mniejsza albo nawet żadna.

Promienie β.

14. Promienie β są naogół o wiele przenikliwsze, niż promienie α, lecz przenikliwość ich waha się też w znacznie obszerniejszych granicach. Niektóre, jak się zdaje, nie są przenikliwsze od promieni α*, gdy tymczasem inne zachowują swą moc jonizacyjną nawet po przebyciu drogi $\frac{1}{2}$ cm. w ołowiu. W zwykłych warunkach zaledwie 1% jonizacji całkowitej, wywołanej przez ciało promieniotwórcze, przypisać należy działaniu promieni β (chyba że ciało promieniotwórcze jest pokryte warstwą pochłaniającą promienie α); wywołują one natomiast całe niemal działanie fotograficzne — przenikliwość promieni α jest bowiem

* Zanim poznano istotę promieni α i β, brano promienie α, łatwiej pochłaniane, za promienie β.

tak mała, iż nie mogą one przebyć warstwy żelatyny pokrywającej sole czułe.

Istota promieni β została wyświetlona przez kilku jednocześnie badaczy wkrótce po ogłoszeniu odkryć Becquerela. Okazało się, że odchylają się one łatwo w polu magnetycznym, a z pomiarów dokonanych zwykłą metodą wynikło, że stosunek e/m jest dla tych promieni prawie taki sam, jak dla promieni katodowych. Wywnioskowano stąd, że promienie te składają się z szybko poruszających się elektronów ujemnych, a wniosek ten sprawdził się, kiedy Curie, Strutt i inni wykazali wprost ładunek ujemny tych promieni. Promienie β są tedy identyczne z promieniami katody i promieniami Lenarda co do wszystkich punktów istotnych, posiadają jednak naogół większą od nich prędkość. Odtąd więc o promieniach katody mówić będziemy jako o szczególnym przypadku klasy obszerniejszej promieni β.

Najściślejszych pomiarów wielkości e/m oraz, z tychże dostrzeżeń, prędkości v dokonali dla promieni β Simon i Kaufmann. Znaleźli oni prędkości dochodzące aż do $2{\cdot}85 \times 10^{10}$ cm./sek., czyli 95% prędkości światła*; istnienie jednak dolnej granicy prędkości jest jeszcze niepewne. Godną szczególnej uwagi jest okoliczność, że wartość e/m nie jest ściśle stałą, lecz zależy od prędkości. Dla cząstek β o prędkościach niewiększych od 10^{10} cm./sek. stosunek e/m posiada wartość niemal stałą, mianowicie $5{\cdot}59 \times 10^{17}$; wszelako dla prędkości większych otrzymano wartości znacznie mniejsze: tak np. dla promieni o prędkości $2{\cdot}85 \times 10^{10}$ wartość e/m jest tylko $1{\cdot}89 \times 10^{17}$. Wyjaśnieniem tej zmienności e/m wypadnie nam zająć się w jednym z dalszych paragrafów.

Pochłanianie promieni β.

15. Związek między ułamkiem promieni β, przechodzących przez warstwę ciała pochłaniającego, a grubością tej warstwy jest taki sam, jak dla promieni Roentgena. Natężenie tych promieni można mierzyć przez jonizację wywołaną przez nie w gazie lub też przez ładunek, który ze sobą unoszą. Jeżeli I jest natężeniem promieni wkraczających do warstwy o grubości x, I' zaś natężeniem wynurzających się z niej promieni, mamy

$$I' = Ie^{-\lambda x},$$

* A nawet 99% prędkości światła. Pomiary jednak stają się w pobliżu tej prędkości krytycznej, $3{\cdot}10^{10}$, coraz mniej pewne.

Przyp. tłum.

gdzie λ jest stałą, właściwą danym promieniom i użytemu ciału pochłaniającemu.

λ szybko maleje przy wzrastającej prędkości promieni; jest mianowicie w przybliżeniu odwrotnie proporcjonalne do czwartej potęgi prędkości promieni. Wyniku takiego możnaby się z góry spodziewać. Mechanizm pochłaniania i jonizacji jest tu niewątpliwie podobny do tego, który rozważyliśmy w przypadku promieni Roentgena. Im większa szybkość cząstki, tym krótszy czas, w ciągu którego może ona przelewać swą energję na atom, w przejściu obok niego, i tym większa liczba atomów, obok których przejść może, zanim wyczerpie się jej energja. Szybkie promienie β odpowiadają pod tym względem cienkim pulsom Roentgena. Zgodnie z tym jonizacja wywołana przez promienie β w przejściu przez małą objętość gazu jest tym większa, im mniejszą jest ich prędkość; całkowita jednak jonizacja w objętości gazu tak wielkiej, iż pochłania wszystkie promienie, będzie większa dla szybszych promieni, te bowiem posiadają większy zapas energji. Jeżeli prędkość cząstek β jest tak mała, iż nie posiadają one dość energji, aby zjonizować jeden chociażby atom, promienie β nie wywołują żadnej zgoła jonizacji. Ponieważ cząstki, czyli elektrony, stanowiące promienie β, są bardzo małe w porównaniu z cząsteczkami gazu, przez który przechodzą [i z ich wzajemnemi odległościami], zderzają się one z niezmiernie małym tylko ułamkiem tych cząsteczek; powolniejsze wszakże cząstki, których prędkość wynosi około 10^9 cm./sek., jonizują każdą, jak się okazuje, cząsteczkę gazu, z którą się zderzają.

Wszystkie promienie β, które wysyła uran, w przeciwieństwie do wysyłanych przez większość ciał promieniotwórczych, posiadają tę samą prędkość, mianowicie $1{\cdot}6 \times 10^{10}$ cm./sek.; to też promienie te nadają się szczególnie dobrze do pomiarów porównawczych zdolności absorbcyjnej różnych ciał. Z doświadczeń dawniejszych wywnioskowano, że wartość λ jest proporcjonalna do gęstości ciała; Crowther atoli dowiódł, że uogólnienie to nie sprawdza się ściśle. W poniższej tabeli zestawiono wyniki jego dla znacznej liczby pierwiastków; λ jest spółczynnikiem pochłaniania, ρ zaś gęstością ciała. Nader ciekawy związek dostrzec można między wartością λ przysługującą danemu pierwiastkowi a miejscem, które zajmuje w tabeli perjodycznej Mendelejewa. Posuwając się w danym szeregu od atomów lżejszych do cięższych, mamy zrazu lekki spadek λ, pod koniec jednak szeregu szybki przyrost; dla pierwszego pierwiastka następnego szeregu λ

posiada tę samą, mniej więcej, wartość, co dla ostatniego pierwiastka w poprzednim szeregu. Okazało się też, że każdy atom wywiera to samo działanie pochłaniające, niezależnie od swego stanu połączenia chemicznego.

Tabela X.

Ciało	cięż. atom.	λ/ρ	Ciało	cięż. atom.	λ/ρ
Bor	11	4·65	Arsen	75	8·2
Węgiel	12	4·4	Selen	79	8·65
Sód	23	4·95	Stront	87·5	8·5
Magn	24·4	5·1	Cyrkon	90·7	8·3
Glin	27	5·26	Pallad	106	8·0
Krzem	28	5·5	Srebro	108	8·3
Fosfór	31	6·1	Cyna	118	9·46
Siarka	32	6·6	Antymon	120	9·8
Potas	39	6·53	Tellur	126	10·8
Wapń	40	6·47	Jod	127	10·8
Tytan	48	6·2	Bar	137	8·8
Chrom	52	6·25	Platyna	195	9·4
Żelazo	56	6·4	Złoto	197	9·5
Kobalt	59	6·48	Ołów	207	10·8
Miedź	63·3	6·8	Uran	240	10·1
Cynk	65·5	6·95			

Wtórne promienie β.

16. Jeżeli ufać można wyłożonej powyżej teorji promieni Roentgena, promienie β, padając na ciało stałe, które je wstrzymuje, powinny wytwarzać promienie Roentgena. Promieni takich nie wykryto podobno, lecz promienie β, padając na ciało stałe, wzbudzają pewne promienie wtórne, złożone z szybko poruszających się elektronów. Własności tych promieni wtórnych zależą od istoty ciała, w którym są wzbudzane: dla pewnych ciał (jak ołów) promieniowanie wtórne nie ustępuje co do przenikliwości promieniowaniu głównemu [wzbudzającemu]; dla innych natomiast mamy, oprócz promieni wtórnych, identycznych z głównemi, inne jeszcze promienie wtórne o znacznie mniejszej prędkości i zdolności przenikania. Być może, że promieniowanie wtórne pierwszego rodzaju jest po prostu promieniowaniem głównym, rozproszonym dzięki temu, że elektrony stanowiące promienie główne odchylają się pod działa-

niem elektronów rozsianych w ciele pochłaniającym od swej drogi prostej i wynurzają się z ciała w kierunku innym, niż do niego wpadły. Pogląd ten nie jest wprawdzie wolny od zarzutów (których nie będziemy tu roztrząsali), lecz łatwiej zgodzić się nań, niż na przypuszczenie, jakoby promienie wtórne składały się z elektronów wyrzucanych przez atomy ciała pochłaniającego z prędkością, która przypadkowo jest identyczna z prędkością promieni głównych. Okazało się też, czego zresztą możnaby się z góry spodziewać, że natężenie promieni wtórnych zmniejsza się przy wzrastającej prędkości promieni głównych.

Dzięki tym promieniom wtórnym tłumaczenie doświadczeń nad pochłanianiem staje się nieco zawilsze. Promienie bowiem, wynurzające się z warstwy ciała pochłaniającego, zostały osłabione nietylko przez te elektrony, które zużyły całą swą energję w ciele, lecz również przez te, które doznały odchylenia i zostały wysłane w innych kierunkach. Drugi z tych czynników przestanie zmniejszać liczbę wynurzających się promieni dopiero wówczas, kiedy promienie padające przebędą warstwę ciała tak grubą, iż zostaną już rozproszone jednako we wszystkich kierunkach. Ponieważ zaś z doświadczeń okazało się, że spółczynnik pochłaniania danego ciała dla promieni jednorodnych nie jest większy dla małej, niż dla wielkiej grubości warstwy tego ciała, wnioskujemy, że przy zwykłej metodzie mierzenia promienie wysyłane przez ciało promieniotwórcze są już z góry całkowicie rozproszone. W ostatnich czasach przeprowadzono liczne badania nad pochłanianiem promieni β i wysyłaniem wzbudzanych przez nie promieni wtórnych. Widać z nich, że zjawiska te bynajmniej nie są tak proste, jak w powyższym opisie, tak iż niejedno z naszych twierdzeń może w przyszłości okazać się niesłusznym.

Promienie δ.

17. Wspomnieliśmy już wyżej, że, jeżeli prędkość cząstki β leży pod pewną granicą, cząstka ta nie będzie mogła wytworzyć jonizacji, nie mając dostatecznej po temu energji. Wielkość tej prędkości granicznej łatwo daje się obliczyć. Energja niezbędna do zjonizowania atomu wynosi $4{\cdot}2 \times 10^{-11}$ ergów; prędkość więc graniczna v będzie dana przez

$$\tfrac{1}{2}mv^2 = 4{\cdot}2 \times 10^{-11};$$

ponieważ zaś masa elektronu, m, jest $6{\cdot}5 \times 10^{-28}$, przeto

$$v = 3{\cdot}6 \times 10^{8} \text{ cm./sek.}$$

Promienie β tak powolne wykrył też istotnie J. J. Thomson,

mierząc unoszony przez nie ładunek; nazwano je promieniami δ. Prędkość tych promieni zmierzył EWERS i znalazł dla niej wartość $3{\cdot}25 \times 10^8$, t. j. nieco mniejszą od tej, która jest niezbędna do wywołania jonizacji.

Masa elektromagnetyczna.

18. Musimy teraz wrócić do zagadnienia wynikającego z faktu, że wartość e/m dla promieni β zmienia się wraz z ich prędkością. Przypuszczenie, że zmiany te zachodzą dzięki zmianom ładunku elektronów, równałoby się zarzuceniu całej teorji elektryczności, z którą w książce tej mamy do czynienia. Ładunek danego ciała jest liczbą wychodzących z niego rurek Faradaya, a stałość własności tych rurek jest założeniem podstawowym wszystkich naszych roztrząsań. Musimy tedy przypuścić, że nie ładunek, lecz masa elektronu zmienia się wraz z jego predkością. Zobaczmy więc, czy zmiany takie dają się wytłumaczyć na tle przyjętej od początku teorji.

Widzieliśmy w rozdziale I., że, gdy rurki Faradaya poruszają się prostopadle do kierunku swego, zachowują się tak, jak gdyby posiadały bezwładność, czyli masę. Otóż elektron jest ciałem naładowanym, t. j. wychodzą zeń promieniście rurki Faradaya, które unosi z sobą, kiedy jest w ruchu. Prędkość tych wszystkich rurek, z wyjątkiem jedynie biegnących dokładnie w kierunku ruchu elektronu, będzie miała pewną składową poprzeczną, t. j. prostopadłą do kierunku rurek. Elektron więc, jak każde wogóle ciało naładowane, posiadać będzie pewną masę, dzięki przyczepionym doń rurkom Faradaya.

Wielkość tej masy łatwo obliczyć według wywodów rozdziału I. Niechaj elektron nasz będzie kulą o promieniu a i środku O. Weźmy pod uwagę małą objętość u w okolicy punktu P; niechaj $OP = r$, N zaś niech oznacza polaryzację elektryczną w punkcie P, która będzie miała kierunek OP. Wówczas przez u przechodzić będzie N rurek na jednostkę przekroju, a z tych każda mieć będzie, na jednostkę objętości, masę $4\pi\mu N\sin^2\varphi$, czyli $\frac{4\pi N\sin^2\varphi}{V^2}$, gdzie φ jest kątem zawartym między OP a kierunkiem ruchu elektronu, OX. Całkowita więc masa rurek w u jest $\frac{4\pi N^2\sin^2\varphi . u}{V^2}$. Wszystkie rurki wychodzące z elektronu, których liczba równa się jego ładunkowi $e = \varepsilon$, przeszywają kulę położoną przez P naokoło O, której powierzchnia jest $4\pi . OP^2 = 4\pi r^2$;

jednostkę więc powierzchni, prostopadłą do OP w okolicy P, przeszywa $\frac{e}{4\pi r^2}$ rurek*, t. j. $N=\frac{e}{4\pi r^2}$, tak iż masa rurek w u wyraża się przez

$$\frac{4\pi e^2 \sin^2\varphi . u}{V^2 r^2}.$$

Aby otrzymać masę całkowitą wszystkich rurek, przeszywających całą przestrzeń otaczającą elektron, należy wyrazy podobne do powyższego napisać dla wszystkich elementów objętości u i dodać do siebie. Sumowanie to, które łatwo wykonać przez zastosowanie najelementarniejszych działań rachunku całkowego, daje w wyniku dla masy całkowitej *(m)* wszystkich rurek

$$m=\frac{2}{3}\frac{e^2}{aV^2},$$

gdzie a jest promieniem elektronu.

Wielkość ta wyobraża masę, którą posiadać będzie elektron dzięki swemu ładunkowi. Zauważmy, że, im mniejszy jest promień elektronu *(a)*, tym większa jego masa — wynik na pierwszy rzut oka paradoksalny dla tych, którzy przywykli do kojarzenia masy z objętością. Dla ciał o rozmiarach dostępnych dla oka, a nawet o rozmiarach molekularnych, ta dodatkowa „masa elektryczna“ [a raczej elektromagnetyczna], przy największym nawet ładunku, jaki ciała takie mogą posiadać, byłaby znikomą w porównaniu ze zwykłą ich masą całkowitą. Gdybyśmy kulę o promieniu 1 cm. i masie 1 miligrama naelektryzowali tak, aby potencjał jej wynosił 50000 woltów (co przekraczałoby już nieco granicę możliwości praktycznej), posiadałaby ona zaledwie 200 jednostek elektrostatycznych ładunku; odpowiednia więc masa elektryczna wynosiłaby

$$\frac{2}{3}\cdot\frac{(200)^2}{(3\times 10^{10})^2}=3\times 10^{-15},$$

t. j. zaledwie kilka biljonowych całej masy naszej kulki.

* Autor zakłada tu milcząco, że rurki są rozmieszczone izotropowo, t. j. jednako we wszystkich kierunkach, tak iż na każdą jednostkę powierzchni kuli przypada ta sama liczba rurek $e/4\pi r^2$. Jestto założenie dopuszczalne w przybliżeniu jedynie dla prędkości ruchu elektronu, v, małej wobec prędkości światła V, t. j. takiej, iż v^2/V^2 zaniechać można wobec jedności. Patrz zresztą ciąg dalszy.

Przyp. tłum.

Albo też weźmy jon elektrolityczny, posiadający $3{\cdot}4 \times 10^{-10}$ jednostek ładunku; promień jego jest rzędu 10^{-8} cm., a więc masa elektromagnetyczna

$$\frac{2}{3} \cdot \frac{(3{\cdot}4 \times 10^{-10})^2}{(3 \times 10^{10})^2 \times 10^{-8}} = 10^{-32} \text{ (w liczbach okrągłych)},$$

gdy masa całkowita najlżejszego nawet jonu, wodorowego, jest rzędu 10^{-24}, a więc sto miljonów razy większa od powyższej. Elektron posiada wprawdzie ten sam ładunek, co jon, lecz, ponieważ jest częścią składową atomu, musi być znacznie mniejszym od jonu. Co do rozmiarów elektronu nie mieliśmy dotychczas żadnych danych, tak iż promieniowi jego *(a)* przypisać możemy taką wartość, jaką się nam podoba, godząc się na jej zmianę, gdyby miała z czasem prowadzić do sprzeczności. Biorąc promień dość mały, masę elektryczną można uczynić dowolnie wielką, np. równą masie całkowitej, znalezionej na str. 93. Jeżeli zgodzimy się na ostatnie przypuszczenie, otrzymamy

$$m = 6{\cdot}5 \times 10^{-28} = \frac{2}{3} \cdot \frac{(3{\cdot}4 \times 10^{-10})^2}{(3 \times 10^{10})^2 \times a},$$

a więc dla promieni elektronu:

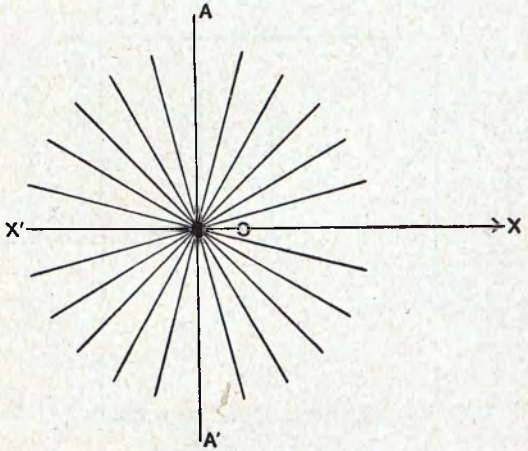
$$a = 10^{-13} \text{ cm. (w okrągłych liczbach)},$$

t. j. około jednej stotysięcznej promienia atomu.

Pierwsze obliczenie masy elektrycznej ciała naładowanego podał J. J. Thomson w roku 1881*, a więc w czasie, w którym mało fizyków przewidywało, jak doniosłe znaczenie wynik ten może mieć w przyszłości. Z rachunku jego wynikało, że masa elektryczna nie jest ściśle stała, lecz zależy od prędkości ruchu ciała naładowanego. Korzystając z wywodów rozdziału I., możemy uprzytomnić sobie poniekąd istotę tego związku między masą a prędkością. Obliczając powyżej [str. 200.] masę wszystkich przyczepionych do ładunku rurek, założyliśmy [milcząco], że rurki te promieniują ze środka kuli jednako we wszystkich kierunkach. Jeżeli ładunek jest w spoczynku, rurki są istotnie rozmieszczone jednostajnie, gdyż ciśnienie boczne, którego każda

* Z błędnym jednak spółczynnikiem liczebnym. Poprawił go wkrótce Oliver Heaviside, posługując się zresztą metodą rachunku nader pomysłową i bardziej elegancką od thomsonowskiej. Przyp. tłum.

rurka doznaje od swych sąsiadek, jest jednakowe we wszystkich kierunkach. Widzieliśmy wszakże (str. 22 i n.), że ruch rurek w kierunku prostopadłym do ich osi zmienia ciśnienie boczne, które wzajemnie na się wywierają. Na rys. 21., wyobrażającym elektron poruszający się w kierunku OX, rurki OA, OA′ poruszają się prostopadle do samych siebie; ciśnienie więc boczne, które wywierają na swe sąsiadki, jest mniejsze, niż gdyby elektron znajdował się w spoczynku. Rurki OX, OX′ poruszają się natomiast wzdłuż samych siebie, tak iż wywierane przez nie ciś-

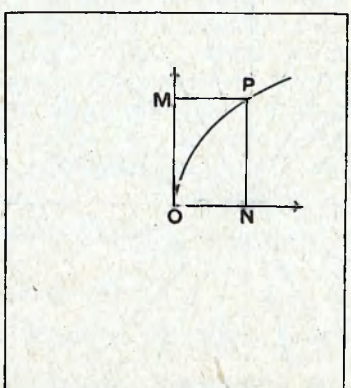


Rys. 21.

nienie boczne nie jest zmniejszone. Dzięki więc ruchowi kuli [t. j. elektronu kulistego] rurki objawiać będą dążność do skupiania się w okolicy płaszczyzny równikowej AOA′, prostopadłej do kierunku ruchu. Lecz masa rurki zwiększa się, w miarę jak kierunek jej ruchu zbliża się do czysto poprzecznego, t. j. do kierunku prostopadłego do osi rurki; wskutek skupiania się więc rurek w okolicy równikowej masa wszystkich rurek, t. j. masa elektryczna ładunku, stanie się większą. Im większa tedy prędkość ładunku, tym większa jego masa elektryczna.

Istotnie więc masa elektryczna poruszającego się elektronu zmienia się w kierunku niezbędnym do zdania sprawy z dostrzeżonych zmian e/m. Pozostaje jednak jeszcze do rozstrzygnięcia pyta-

nie, jaką część całej masy elektronu stanowi jego masa elektryczna, t. j. masa, którą elektron zawdzięcza swemu ładunkowi: czy jest ona, jak w przypadku jonu elektrolitycznego, małym tylko ułamkiem masy całkowitej, czy też stanowi, może, całą masę elektronu? Ostatnia możliwość, gdyby dała się poprzeć dowodem, stanowiłaby wynik niezmiernie ciekawy i doniosły. Na powyższe pytanie można odpowiedzieć, jeżeli zmiany masy elektronu z prędkością dają się dość ściśle zmierzyć. Gdyby się okazało, że zmiany te są ilościowo takie same, jak je przepowiada teorja dla masy pochodzenia elektrycznego, nie możnaby wątpić, że całko-



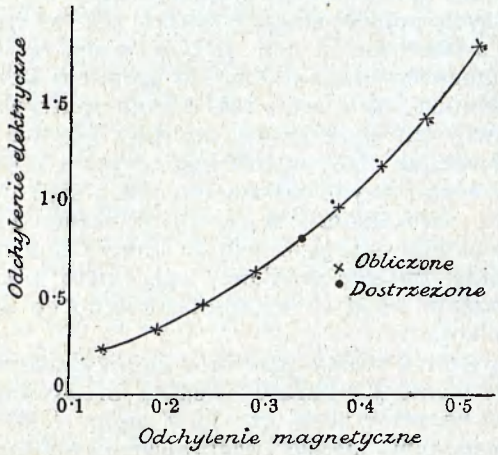
Rys. 22.

wita masa elektronu jest masą związanych z nim rurek Faradaya.

Odnośne pomiary z niezwykłą wprawą wykonał KAUFMANN. W doświadczeniach jego promienie β przechodziły przez nałożone na się, czyli superponowane pola elektrostatyczne i magnetyczne o bardzo dokładnie zmierzonych natężeniach. Kierunki obu pól były do siebie równoległe, tak iż odpowiadające im odchylenia promieni β były wzajemnie prostopadłe. Przebywszy to pole złożone, promienie padały na płytę fotograficzną, wytwarzając na niej obraz w postaci linji krzywej (rys. 22.). Niechaj O będzie obrazem promieni w nieobecności pola elektrycznego i magnetycznego, ON kierunkiem odchylenia magnetycznego, OM — odchylenia elektrycznego. Każdy punkt tej krzywej fotograficznej,

np. P, odpowiada cząstce β, czyli elektronowi o pewnej prędkości, tak mianowicie, iż NP jest jego odchyleniem elektrycznym, MP zaś — magnetycznym. Mierząc odchylenia te na płycie, można z nich obliczyć pary odpowiednich wartości e/m oraz v, jak na str. 157. i n.

W załączonym wykresie (rys. 23.) zestawione są wartości stosunku między odchyleniem magnetycznym a elektrycznym, obliczone przez ABRAHAMA [według założenia, że c a ł a masa jest pochodzenia elektrycznego], z wartościami doświadczalnemi Kaufmanna. Różnica między krzywą dostrzeżoną a teoretyczną prze-



Rys. 23.

krącza może granice błędów doświadczalnych; odchylenia te jednak nie powinny zachwiać naszego przekonania, że masa elektronu jest pochodzenia czysto elektrycznego. Dokładna postać krzywej teoretycznej zależy od pewnych przypuszczeń, uczynionych co do zasadniczych punktów elektrodynamiki. Różni teoretycy uciekli się do różnych hipotez*, a wyniki ich bardziej od-

* Tak np. M. ABRAHAM zakłada, że elektron jest kulą s z t y w n ą, t. j. że zachowuje swą postać i rozmiary niezależnie od prędkości swego ruchu; według H. A. LORENTZA, właściwego założyciela nowoczesnego elektro-atomizmu, elektron jest kulą w spoczynku, powiedzmy o promieniu a, w ruchu zaś spłaszcza się podłużnie, tworząc elipsoidę obro-

biegają od siebie, niż krzywa doświadczalna od najlepszej krzywej teoretycznej. Wszyscy zgodzą się chyba, że lepiej jest błąd położyć na karb naszej nieznajomości prawdziwej istoty [t. j. postaci i wogóle budowy] elektronu, niż że jakiś mały ułamek jego masy jest natury odmiennej, niż jego część znaczniejsza. W Części IV. ponownie podejmiemy to pytanie i zobaczymy, że prowadzi ono do najbardziej zajmujących zagadnień nauki spółczesnej.

Promienie γ.

19. Trzecia klasa promieni Becquerela jest znana pod nazwą promieni γ. Są one bardziej przenikliwe od promieni β i wywierać mogą dostrzegalne działanie jonizacyjne poprzez kilkocalową warstwę masywnego ołowiu; w najsilniejszych naszych polach magnetycznych nie wykazują śladów odchylenia. Powszechnie niemal utrzymywano, że są to cienkie pulsy elektromagnetyczne, podobne do promieni Roentgena, tylko znacznie od nich „twardsze", a źródło ich upatrywano w cząstkach β w chwili ich wyrzucania; wywody bowiem § 5., prowadzące do wniosku, że ciało naładowane wysyła pulsy w chwili, gdy zostaje w ruchu swym wstrzymane, dają się również dobrze zastosować do ciała takiego w chwili wprawienia go w ruch. [Wogóle ciało naładowane promieniuje energję elektromagnetyczną przy wszelkiej zmianie prędkości jego ruchu, t. j. przy wszelkim przyśpieszeniu pojętym ogólnie, zarówno co do kierunku, jak co do wielkości.]

Z drugiej jednak strony nasuwało się przypuszczenie, że mogą to być promienie β o bardzo wielkiej prędkości; odchylenie bowiem ciała naładowanego, czy to w polu elektrycznym, czy też w magnetycznym, maleje bezgranicznie, według wzoru (8), str. 157., w miarę jak prędkość ciała wzrasta. Aby rozstrzygnąć tę sprawę, usiłowano zbadać, czy promienie te unoszą ze sobą ładunek; spostrzeżenia te jednak komplikują się dzięki obecności promieniowania wtórnego, o jakim wspomnieliśmy już na str. 184. Obecnie tyle tylko powiedzieć można, że niema żadnych do-

tową, symetryczną naokoło osi zlewającej się z kierunkiem ruchu, tak mianowicie, iż półoś poprzeczna jest niezmiennie równa a, półoś podłużna natomiast jest

$$a\sqrt{\left(1-\frac{v^2}{V^2}\right)},$$

gdzie v/V jest stosunkiem prędkości elektronu do prędkości światła. Nowsze pomiary doświadczalne zgadzają się lepiej z hipotezą Lorentza, niż Abrahama. Przyp. tłum.

wodów, aby promienie γ posiadały jakikolwiek ładunek; ponieważ zaś teoretycznie jest prawdopodobne, że ciała promieniotwórcze powinny wysyłać twarde promienie Roentgena [t. j. fale o postaci cienkich pulsów elektromagnetycznych], przeto tymczasem dobrze będzie przyjąć ten właśnie pogląd na ich istotę.

Promienie γ, padając na ciała stałe, wzbudzają też promieniowanie wtórne szybko poruszających się elektronów (czyli promienie β). Dalsze jednak roztrząsanie tych promieni wtórnych lub samych nawet promieni γ nie doprowadziłoby nas do żadnych ważniejszych wniosków teoretycznych, tak iż możemy je tu pominąć.

Wspomnę tylko, że ostatniemi czasy Bragg zaproponował zupełnie inną teorję promieni γ i promieni Roentgena, według której jedne i drugie składać się mają z nienaładowanych cząstek materjalnych, obdarzonych bardzo znaczną prędkością. Rozprawa jego została ogłoszona za późno, abyśmy mogli zająć się tu jej dyskusją; wywody jego wszakże, acz sugiestywne, niezupełnie są przekonywające. Teorja Bragga nie tłumaczy należycie stałego kojarzenia promieni γ z promieniami β.

Energja promieniotwórcza.

20. Ciało promieniotwórcze wysyła ustawicznie promienie Becquerela, które mogą wykonywać pracę, jonizując atomy gazu, przez który przechodzą; unoszą więc z sobą pewną ilość energji; to wyzwalanie znacznych ilości energji jest właśnie jedną z najbardziej charakterystycznych cech ciał promieniotwórczych. Dobitną ilustrację tego wysyłania energji mamy w doświadczeniach, które wykonali po raz pierwszy Curie i Danne. Umieścili oni małą ilość soli radu w wydrążeniu wywierconym w bryle ołowiu, w którym znalazło się też miejsce na stos termoelektryczny, mający służyć do mierzenia temperatury. Okazało się, że temperatura radu jest stale wyższa o kilka stopni od zewnętrznej; ponieważ bryła ołowiana odprowadza ciepło, przewodząc je i wypromieniowując nazewnątrz, ustawiczna więc stałość tej różnicy temperatur dowodzi, że rad wydziela energję cieplną. Tę emisję cieplną radu zmierzono za pomocą porównania różnicy temperatur, podtrzymywanej przez zważoną ilość radu, z różnicą temperatur, odpowiadającą źródłu ciepła o znanej wydajności (mianowicie druta ogrzanego prądem elektrycznym). Z doświadczeń Curie, Rutherforda, Barnesa i innych wynika, że gram czystego radu wysyła 105 kalorji gramowych ciepła na godzinę, t. j.

$$\frac{105 \times 4{\cdot}2 \times 10^7}{3{\cdot}6 \times 10^8} = 1{\cdot}22 \times 10^6 \text{ ergów na sekundę.}$$

Warto porównać tę energję z energją kinetyczną promieni α, które pokrywają przynajmniej 99% energji całkowitej, wydatkowanej przez rad na jonizację. Z doświadczeń Rutherforda okazało się, że rad w stanie równowagi promioniotwórczej (patrz § 21.) wysyła cztery grupy cząstek α; prędkości tych grup są: $2{\cdot}14 \times 10^9$, $2{\cdot}26 \times 10^9$, $2{\cdot}34 \times 10^9$, $2{\cdot}6 \times 10^9$ cm./sek., a liczba wysyłanych cząstek każdej grupy wynosi (w założeniu, że każda cząstka posiada ładunek ε) $6{\cdot}25 \times 10^{10}$ na sekundę. Masa cząstki α = (przy tymże założeniu) $2{\cdot}17 \times 10^{-24}$ gr.; mamy więc dla emisji radu, w postaci energji kinetycznej promieni α:

$$6{\cdot}25 \times 10^{10} \times \tfrac{1}{2} \times 2{\cdot}17 \times 10^{-24} \times \{(2{\cdot}14)^2 + (2{\cdot}26)^2 + (2{\cdot}34)^2 + (2{\cdot}6)^2\} \times 10^{18} = 1{\cdot}49 \times 10^6 \text{ ergów na sekundę.}$$

Wobec niepewności wchodzących tu w grę danych zgodność pierwszej wartości — dostrzeżonej — z ostatnią, obliczoną, jest wprost zadziwiająca. Należy zaznaczyć, że cząstki α nie łożą całej swej energji na jonizację; gdy bowiem prędkość ich spada do $1{\cdot}12 \times 10^9$, tracą swą moc jonizacyjną; na mocy ogólnych wszakże zasad można twierdzić, że reszta ich energji zjawiać się musi w postaci ciepła w ciele pochłaniającym. Energja wydatkowana przez promienie α na jonizację wynosi na sekundę $1{\cdot}16 \times 10^6$, a wartość ta lepiej się zgadza z powyższą, dostrzeżoną [$1{\cdot}22 \times 10^6$], niż wyprowadzona ostatnio; ponieważ jednak różnica tych dwuch wartości bynajmniej nie przekracza granic błędu doświadczalnego, lepiej jest przyjąć powyższe obliczenie, żeby uniknąć zbytnich trudności.

Należy wreszcie zaznaczyć, że w rachunku naszym założyliśmy milcząco, że żadna część energji cieplnej, przypisywanej radowi jako źródłu, nie jest wytworem ciała, w którym zostaje pochłonięta.

Teorja promieniotwórczości.

21. Najbardziej zajmujące pytanie, które wynikło z odkrycia promieniotwórczości, dotyczy pochodzenia tego ustawicznego prądu energji, wypływającego z ciał promieniotwórczych. Jeżeli zasadzie zachowania energji ma się stać zadość, powinniśmy odkryć jakiś układ, którego energja maleje w miarę wysyłania cząstek α, unoszących ze sobą energję. W zaraniu odkrycia zjawisk promieniotwórczości wiele zbudowano różnych teorji co do źródła tej energji, z któ-

rych kilka może zasługiwało na poważne traktowanie; jedyną atoli prawdziwie zadowalającą i popieraną obecnie przez liczną grupę fizyków jest teorja zbudowana przez Rutherforda i Soddy'ego na podstawie klasy dostrzeżeń, zapoczątkowanych przez pewne doświadczenia Crookesa. W roku 1900 spostrzegł Crookes, że znaczna część promieniotwórczości uranu daje się odeń oddzielić przez odpowiednie traktowanie chemiczne. Jeżeli rozczyn soli uranowej zmieszamy z węglanem amonu, uran strąci się całkowicie, może jednak znowu być rozpuszczony przez dodanie pewnej jeszcze ilości węglanu amonu. Pozostaje jednak pewna reszta nierozpuszczona, która, o ile wykazać można sprawdzianami chemicznemi, składa się całkowicie ze znanych pierwiastków zawartych w pierwotnej soli jako jej zanieczyszczenie. Okazało się wszakże, że mała ta pozostałość właśnie zawiera w sobie całą niemal promieniotwórczość uranu: jest mianowicie silnie promieniotwórcza, gdy tymczasem rozczyn zawierający w rozcieńczeniu cały uran, nie objawiał żadnej promieniotwórczości. Dalsze doświadczenia dowiodły, że uran zachowuje bez zmiany swą zdolność wysyłania promieni α, że jednak zdolność jego wysyłania promieni β przenosi się na ową resztę nierozpuszczalną. Ponieważ Crookes w celu wykrycia promieniotwórczości posługiwał się metodą fotograficzną, doświadczenia jego odsłonić mogły jedynie obecność promieni β; gdyby użył metody jonizacyjnej, spostrzegłby małe zmiany w promieniotwórczości uranu strąconego i znowu rozpuszczonego.

Okazuje się tedy, że zwykłe preparaty soli uranowych zawierają dwie odrębne substancje promieniotwórcze. Z tych jedna posiada własności chemiczne uranu i wysyła promienie α, druga natomiast ma inne własności chemiczne i daje promienie β; druga substancja występuje w ilościach tak małych, iż zwykłe metody analizy chemicznej nie są dość czułe, aby ją wykryć; Crookes nazwał ją uranem *X*.

Najciekawszy jednak rys tych doświadczeń wystąpił dopiero wówczas, kiedy Crookes przypadkiem zbadał swe preparaty po upływie roku. Spostrzegł wtedy, że sam uran odzyskał zupełnie swą zdolność wysyłania promieni β, że natomiast uran *X* stracił ją całkowicie. Powtórzywszy swe doświadczenia pierwotne, zdołał wydzielić z uranu dalszą ilość uranu *X*. Podobne, lecz bardziej wyczerpujące i przekonywające doświadczenia wykonali Rutherford i Soddy z innym pierwiastkiem promieniotwórczym, torem. Z toru udało im się wydzielić ciało, które nazwali torem

X, posiadające własności promieniotwórcze podobne do własności pierwotnego toru; jednocześnie zaś promieniotwórczość toru zmniejszyła się o ilość promieniotwórczości spreparowanego zeń toru *X*. Uczeni ci okazali nadto, że tor z czasem odzyskuje swą promieniotwórczość, że tor *X* natomiast ją traci: prędkość odzyskiwania przez pierwszy równała się prędkości tracenia przez drugi, tak iż suma promieniotwórczości obu ciał zachowywała wartość stałą.

Oczywista tedy, że uran pozostawiony samemu sobie ulega jakimś zmianom, których wynikiem jest powstawanie innego ciała, różniącego się od uranu co do własności chemicznych i promieniotwórczych. Ponieważ metal ten otrzymujemy zazwyczaj w kilka miesięcy po jego spreparowaniu, bieg tej zmiany jest niedostrzegalny, prędkość bowiem wytwarzania się nowego ciała równa się prędkości jego zaniku, równoczesne zaś straty samego uranu są tak powolne, iż przez kilkoletnią nawet obserwację nie zdołano ich wykazać. O mieszaninie uranu z uranem *X*, która doszła do takiego stanu, powiadamy, iż jest w równowadze promieniotwórczej. Bieg tej przemiany staje się dostrzegalnym dopiero wówczas, kiedy drugie ciało, zanikające znacznie prędzej od pierwszego, oddzielamy od uranu ojczystego.

Przemiana uranu na uran *X* różni się zupełnie od wszelkich zmian chemicznych, z któremi byliśmy oswojeni przed odkryciem promieniotwórczości (np. przemiana danej soli pewnego pierwiastka na inne połączenie tegoż pierwiastka). Wymienimy różnice te po porządku.

(1) Prędkość przemiany uranu lub innego jakiegokolwiek pierwiastka promieniotwórczego jest niezależna od warunków, w jakich pierwiastek ten się znajduje. Prędkość wytwarzania się uranu *X* jest jednakowa, niezależnie od tego, czy uran ojczysty znajduje się na wysokiej, czy też nizkiej temperaturze, ani też od stanu połączenia chemicznego uranu: uran w postaci tlenku wytwarza uran *X* z taką samą prędkością, jak uran metaliczny; dalej, prędkość ta nie zależy od stanu fizycznego połączenia uranowego lub od stanu jego rozdrobnienia, ani też od działania światła jako czynnika jonizującego. Dotychczas nie przytoczono ani jednego niezaprzeczalnego dowodu, że prędkość przemiany jakiegokolwiek pierwiastka promieniotwórczego ulega wpływowi zmiany jakichkolwiek warunków, którą w mocy naszej jest wytworzyć.

Otóż żadnej takiej niezależności prędkości zmian nie znamy

dla procesów chemicznych; procesy takie zawsze niemal podlegają wpływom zmiennej temperatury i zawsze bez wyjątku zmieniają się wraz ze zmianą budowy chemicznej.

(2) Zmiany energietyczne, towarzyszące przemianom promieniotwórczym, są niezrównanie większe od tych, które towarzyszą jakiejkolwiek ze znanych przemian chemicznych. Energja kojarząca się z powstawaniem takiego np. ciała, jak uran X, wyraża się przez całkowitą ilość energji, którą ciało może wysyłać — czy to w postaci promieni jonizujących, czy też w innej — podczas przejścia od swego stanu pierwotnego do tego, w którym przestaje ostatecznie promienie te wysyłać. Otóż rad wypromieniowuje w ciągu półtorej doby tyle energji, ile można otrzymać przez połączenie jednego grama wodoru z tlenem; masa jednak przeistoczonego radu, czyli masa powstających zeń w ciągu tego czasu produktów, jest o wiele mniejsza od grama: istotnie, jest tak mała, iż znacznie wykracza poza granice najczulszych naszych metod mierniczych.

(3) Osobliwe jest prawo, wiążące prędkość zmiany z czasem. Jeżeli E_0 jest promieniotwórczością danego pierwiastka w chwili t_0, E_1 zaś w chwili t_1, mamy

$$E_1 = E_0 e^{-\lambda(t_1 - t_0)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (9),$$

gdzie λ jest stałą charakterystyczną dla tego pierwiastka.

Badania VAN 'T HOFFA i innych nad prawami rządzącemi prędkością procesów chemicznych wykazały, że związek taki między prędkością zmiany a ilością obecnego ciała* jest charakterystyczny dla tych procesów, w których bierze udział tylko jeden układ. Tak np. związek ten zachodzi dla przemiany siarki z jednej postaci alotropowej na inną, tu bowiem jedynym w grę wchodzącym układem jest cząsteczka (molekuła) siarki. Dla takich natomiast zjawisk chemicznych, jak łączenie się wodoru z chlorem,

* Przez „związek taki" rozumie tu autor związek (różniczkowy), który odpowiada związkowi (9). Istotnie, oznaczając przez E promieniotwórczość pierwiastka w dowolnej chwili t, mamy z (9) (porówn. Love'a Rach. różn. i całk.) związek

$$-\frac{dE}{dt} = \lambda E,$$

który możemy przeczytać: prędkość zmniejszania się E, a więc też prędkość przemiany, jest proporcjonalna do ilości obecnego chwilowo pierwiastka. Przyp. tłum.

w których biorą udział przynajmniej dwa układy (atom wodoru i atom chloru), związek między prędkością zmiany [czyli „prędkością reakcyi"] a ilością każdego z obecnych układów, t. j. pierwiastków, jest zupełnie inny.

Odmienność własności chemicznych pierwotnego ciała promieniotwórczego od tego, na które się przeistacza, wskazuje, że różnią się od siebie atomy same tych dwuch ciał; cała bowiem teorja chemji opiera się na założeniu, że właściwą cegiełką, czyli jednostką, we wszelkiej przemianie chemicznej jest atom. Odmienność więc przebiegu procesu promieniotwórczego od przemian chemicznych stanowi dowód, że zmiana odpowiadająca promieniotwórczości nie jest zmianą stosunków między atomami ciała, jak w zwykłych zjawiskach chemicznych, i zmusza nas do przypuszczenia, że polega ona na zmianie istoty samych atomów, t. j. że promieniotwórczości towarzyszy przeistaczanie się atomów danego pierwiastka na atomy innego.

Do takiego to wytłumaczenia uciekli się Rutherford i Soddy. Zobaczymy, że zdaje ono sprawę ze wszystkich wyliczonych powyżej cech osobliwych promieniotwórczości.

(1) Wiadomo powszechnie, że zmiany warunków, jakie tylko wywołać możemy doświadczalnie, nie mogą przeistoczyć jednego pierwiastka na drugi; należy więc, według powyższego poglądu, oczekiwać, że żadna z takich zmian nie będzie mogła, ani przyśpieszyć, ani opóźnić przebiegu takiej transmutacji, skoro ta już raz się odbywa.

(2) Dotąd nie posiadamy żadnych danych co do zapasów energji nagromadzonych w atomie, a rozporządzalnych dla procesów promieniotwórczych, tak iż z tej przynajmniej strony nie wynika żaden zarzut przeciw założeniu, że zapasy te mogą być dość znaczne do zdania sprawy z dostrzeżonych zjawisk. W Części następnej, gdzie wypadnie nam zająć się budową wewnętrzną atomu, zobaczymy, że ów bardzo wielki zapas wewnętrznej energji atomowej, którego każą nam się domyślać badania nad promieniotwórczością, zgadza się najzupełniej z dowodami, płynącemi z innych rozważań.

(3) Ponieważ zmiany promieniotwórcze mają zachodzić wewnątrz atomu, przeto liczba zmieniających się w danym czasie atomów powinna być proporcjonalna do liczby obecnych atomów. Dajmy na to, że „życie" każdego atomu promieniotwórczego, od chwili jego powstania aż do rozpadu połączonego z emisją promieni Becquerela, trwa T sekund. Jeżeli okres ten podzielimy

na m bardzo krótkich okresów t (tak iż $mt = T$) i jeżeli N jest liczbą wszystkich atomów obecnych w jakiejkolwiek danej chwili, liczba atomów, których wiek jest zawarty w granicach jednego z tych okresów t, jest $\frac{N}{m}$. Tak np. liczba atomów, których wiek przypada między $T-t$ a t, wynosi $\frac{N}{m}$; wszystkie więc atomy te rozpadną się w ciągu następnego okresu t. Widzimy tedy, że w ciągu jakiegokolwiek okresu t rozpada się $\frac{N}{m}$ atomów, pozostaje więc $N-\frac{N}{m}$. W następnym okresie t rozpadnie się $\frac{1}{m}\left(N-\frac{N}{m}\right)$ atomów, pozostanie więc $N\left(1-\frac{1}{m}\right)^2$, i t. d.; po upływie czasu nt z N atomów pozostanie przy życiu $N' = N\left(1-\frac{1}{m}\right)^n$. Otóż dla m, n bardzo wielkich ostatni wyraz przybiera postać $Ne^{-\frac{nt}{mt}}$, czyli $Ne^{-nt/T}$ (gdzie e jest zasadą logarytmów naturalnych).

Mamy więc ostatecznie

$$N' = Ne^{-\lambda \cdot nt}, \text{ gdzie } \lambda = \frac{1}{T}.$$

Spółczynnik więc λ we wzorze empirycznym (str. 211.) jest odwrotnością „życia“ (t. j. długości życia) atomu rozważanego pierwiastka promieniotwórczego.

W ciągu pięciu lat, które upłynęły od ogłoszenia prac Rutherforda i Soddy'ego, wykonano olbrzymie mnóstwo badań opartych na ich teorji. Poddając znane już ciała promieniotwórcze rozmaitym operacjom chemicznym i mierząc prędkość zmiany promieniotwórczości otrzymanych tym sposobem produktów, odkryto wiele nowych pierwiastków. (Przy ocenie ilości obecnej substancji z jej mocy jonizującej zakłada się zawsze, że ilość ta jest proporcjonalna do jonizacji wytworzonej w ciągu danego czasu.) Nie pokuszę się tu nawet o naszkicowanie otrzymanych w tym kierunku wyników, ani też użytych metod doświadczalnych; powiem tylko, że życie *(T)* atomu porusza się w bardzo obszernych granicach: od 600 miljonów lat dla uranu do trzech sekund dla emanacji aktynu. Zasada: „życie krótkie, lecz weso-

łe“ ma, jak się zdaje, powszechne zastosowanie: im czynniejszy* pierwiastek, tym krótsze jego życie. Jeszcze jedną ciekawą cechę warto tu przytoczyć: istnieć mogą zmiany promieniotwórcze b e z p r o m i e n n e — jeżeli wolno się tak wyrazić bez popełnienia sprzeczności. Dany atom promieniotwórczy może wysyłać promienie Becquerela i zamieniać się na inny atom, ten znowu, po życiu pewnej długości, rozpada się, dając początek trzeciemu atomowi, lecz ta zmiana odbywa się już bez emisji promieni jonizujących, a daje się dostrzec tylko przez wpływ swój na prędkość zamierania tych ciał, które się z niej rodzą. Okazało się wprawdzie, że wielu zmianom, zwanym zwykle b e z p r o m i e n n e m i, towarzyszy emisja promieni β bez promieni α; ilość jednak wyzwalającej się przy takich zmianach energji jest w porównaniu z temi przypadkami, w których wysyłane są promienie α, tak mała, iż warto zachować termin b e z p r o m i e n n y w celu odróżnienia jednych od drugich.

Przeistaczanie się pierwiastków.

22. Ponieważ pierwiastki promieniotwórcze mają rozpadać się ustawicznie i zamieniać na inne pierwiastki, jest rzeczą wysoce prawdopodobną, że w pewnej fazie tego procesu powinien zjawić się jakiś ze znanych już nam pierwiastków, dający się wykryć przez zwykłe metody analizy. Nie należy atoli zapominać, że liczba atomów rozpadających się w ciągu kilku lat (obserwacje zaś nasze nie są dłuższe) stanowi tak mały ułamek wszystkich atomów obecnych, nawet dla ciał najbardziej promieniotwórczych, iż w celu wykrycia nowych pierwiastków, które powstać mogły, należałoby się uciec do najsubtelniejszych metod badania. Pomimo to w jednym przynajmniej przypadku zdołano okazać bezpośrednio, że z pewnego pierwiastka promieniotwórczego powstaje zupełnie inny pierwiastek.

Dwa różne względy przemawiały za tym, że pierwiastek gazowy hel jest jednym z produktów rozpadu pierwiastków promieniotwórczych. Po pierwsze, przekonano się, że hel jest obecny we wszystkich minerałach, które zawierają pierwiastek promieniotwórczy, i tylko w tych minerałach. Po drugie, okazało się z pomiarów wartości e/m dla cząstek α, że, jeżeli e utożsamiamy z ładunkiem elektronowym ε, masa takiej cząstki jest dwa razy większa od masy atomu wodoru, jeżeli zaś $e=2\varepsilon$, masa cząstki α jest cztery razy większa od masy atomu wodoru, t. j. równa ma-

* t. j. im większa jego promieniotwórczość. Przyp. tłum.

sie atomu helu. Istotnie, kiedy dokonano pierwszych pomiarów e/m, Rutherford przypuścił, że cząstka α może być atomem helu o ładunku podwójnym, t. j. 2ε.

Otóż hel jest gazem, dającym się łatwo wykryć za pomocą spektroskopu; wobec tego Ramsay i Soddy usiłowali dowieść wprost powstawania helu z radu. Doświadczenia ich nie zawierały żadnej nowej zasady, lecz wymagały jedynie najstaranniejszego unikania źródeł błędu; opis tych doświadczeń nie odpowiadałby naszym celom. Dość będzie powiedzieć, że wykryli oni powstawanie helu w rurce próżnej, do której przystęp miały jedynie produkty rozpadowe radu. Wyniki ich doświadczeń zostały sprawdzone przez innych badaczy, którzy pracowali od nich niezależnie, a obecnie żaden ze znanych fizyków nie wątpi, że rad wytwarza hel. Transmutację pierwiastków dostrzeżono istotnie.

Późniejsze wszelako wywody uczyniły tożsamość cząstki α z helem nieprawdopodobną. Trudno bowiem było oprzeć się wnioskowi, że cząstki dostrzeżone przez Thomsona w promieniach kanalikowych (str. 165.) są identyczne z cząstkami α, którym ta sama przysługuje wartość stosunku e/m; stała obecność atomów wodoru w promieniach kanalikowych i zjawianie się w nich atomu helu w tych tylko przypadkach, w których hel wprost wprowadzamy do rurki, każe nam się domyślać, że cząstka α jest raczej [naładowaną] cząsteczką dwuatomową wodoru, niż atomem helu. Bezpośredniejsze po temu dowody przytoczyli później Greinacher i Kernbaum, którzy starali się zebrać promienie α wysyłane przez jednego z potomków radu i wykryć hel w przestrzeni, do której promienie te wkraczały. Nie zdołali atoli wykryć żadnych śladów jakiegoś gazu, oprócz wodoru; prawdopodobnie więc cząstka α jest cząsteczką wodoru obdarzoną ładunkiem 1ε, hel zaś powstający z radu pochodzi z jakiejś innej części atomu radu, którą ten wyrzuca z siebie, oprócz cząstek α.

W toku nowszej polemiki zauważono, że, ponieważ hel powstaje bądź co bądź z radu, dobrze byłoby nazwać rad „połączeniem“ helu z jakimś innym pierwiastkiem. Taka zmiana nomenklatury nie jest chyba pożądaną. Gdybyśmy wszystko, z czego wytwarzać się może dany pierwiastek, mieli nazwać połączeniem tego pierwiastka, musielibyśmy powietrze nazwać połączeniem tlenu i azotu. Obecnie termin „połączenie“ posiada określone i ważne znaczenie. Nazywając wodę połączeniem tlenu i wodoru lub kwas solny połączeniem wodoru z chlorem, chcemy przez to powiedzieć, że stosunek wymienionych pierwiastków do ich „po-

łączenia“ jest w obu przypadkach jednakowy, a zgoła niepodobny do stosunku tlenu i azotu do powietrza lub też helu i innego jakiegoś pierwiastka do radu: powietrze posiada grupę cech, którą streszczamy w słowie „mieszanina“, rad zaś posiada cechy, które wyrażamy zbiorowo przez „pierwiastek“, a cechy te zgoła są inne od tych, które kojarzymy zazwyczaj z nazwą „połączenie“*. Zgodna w sobie nomenklatura jest jednym z najcenniejszych środków pomocniczych wiedzy ścisłej: ilekroć odkrywamy jakiś nowy stosunek, czyli związek między zjawiskami, nader ważną jest rzeczą nazwać go nowym imieniem.

Czy wszystkie pierwiastki są promieniotwórcze?

23. Transmutację, czyli przeistaczanie się na inny pierwiastek, można uważać za kryterjum, niezbędne i wystarczające do orzeczenia o promieniotwórczości danego pierwiastka: określenie takie, jak się zdaje, przyjęli milcząco wszyscy wybitni na tym polu badacze. W celu okazania, że pierwiastek ulega takiej transmutacji, wystarczy dowieść, że masa jego zmniejsza się z prędkością niezależną od czynników zewnętrznych, a proporcjonalną do masy obecnego pierwiastka. (Zauważmy, że, aby określeniem tym objąć też zmiany bezpromienne, pominięto umyślnie wszelką wzmiankę o wysyłaniu promieni; pierwiastek może tedy być promieniotwórczym w tym znaczeniu słowa, chociaż nie objawia żadnej promieniotwórczości, t. j. chociaż nie wysyła promieni jonizujących i t. p.) Wysyłanie promieni i wyzwalanie ilości energji, olbrzymich w porównaniu z tą, którą uważać można za energję potencjalną połączenia chemicznego, stanowi również wystarczające, lecz nie niezbędne kryterjum, że dany pierwiastek jest promieniotwórczym.

Z pośród pierwiastków, które znano już przed rozpoczęciem badań nad promieniotwórczością, dowiedziono tylko dla uranu, toru i — jak sądzę — potasu w sposób niezbity, że są promieniotwórcze; warto jednak zbadać, czy wszystkie wogóle lub przynajmniej wiele z innych zwykłych pierwiastków nie posiada również, w słabym chociażby stopniu, własności promieniotwórczych. Znamy pierwiastki o wszelkich możliwych stopniach promieniotwórczości, począwszy od emanacji aktynowej do uranu — co stanowi zakres przeszło biljonowy; niema więc powodu do przypuszczenia, aby nie mogły istnieć pierwiastki o promieniotwór-

* Połączenie=*compound*; w terminologji chemicznej polskiej używa się najczęściej wyrazu „związek“. Przyp. tłum.

czości tyleż razy słabszej od uranowej, ile ta jest słabszą od promieniotwórczości emanacji aktynu, a tym samym niedostępnej dla obecnych naszych narzędzi.

Na pytanie to nie można jeszcze dać ostatecznej odpowiedzi. Z jednej strony mało ktoby wątpił, że ze względów teoretycznych każdy pierwiastek powinien posiadać nieco promieniotwórczości (patrz Część IV.); z drugiej znowu strony wszyscy zgadzają się na to, że wiele „zwykłych pierwiastków", zwłaszcza ołów i cyna, jak je otrzymujemy na zwykłej drodze, wyraźnie zdradzają promieniotwórczość. Niewiadomo jednak z pewnością, czy nie należy położyć jej na karb zanieczyszczeń owych pierwiastków i czy ich własna promieniotwórczość nie jest za mała, abyśmy mogli ją wykryć.

Za hipotezą zanieczyszczenia, na pierwszy rzut oka nieprawdopodobną, przemawiać ma to, że małe ilości radu wszędzie podobno występują. Powietrze, oceany i źródła oraz wszelkie gleby zawierają, jak się okazało, drobne ilości radu lub jego produktów; nie możemy więc wiedzieć napewno, czy i zwykłe metale, objawiające ślady promieniotwórczości, nie zawierają tegoż samego zanieczyszczenia powszechnego.

Z drugiej jednak strony przytoczono fakt, że rad za pomocą zwykłych prób nie daje się wykryć ani w ołowiu technicznym, ani też w jego solach, i że rudy, z których wydobywa się ołów, najbardziej ze „zwykłych metali" promieniotwórczy, zawierają mniej, a nie więcej radu, niż wiele innych rud, tak iż jest nieprawdopodobne, aby zanieczyszczenie z tego miało pochodzić źródła. W ostatnich jednak czasach Elster i Geitel wydzielili z ołowiu przez procesy chemiczne pewne odrębne ciało promieniotwórcze, o którym mniemają, że jest jednym z potomków radu zanieczyszczającego ołów; wyniku ich wszakże nie można uważać za ostateczny; ciało owo mogłoby też być potomkiem ołowiu. Usiłowano także przytoczyć pewne dowody — których mocy obowiązującej nie przyjęto ogólnie — że własności promieni otrzymywanych ze zwykłych ciał zmieniają się wraz z istotą pierwiastka, który je wysyła. Wynik taki, gdyby się sprawdził, dostarczyłby dowodu, że promieni nie wysyła jakaś wspólna domieszka zanieczyszczająca różne ciała, i nie pozostawiałby innej możliwości, prócz założenia, że emisja promieni jest własnością wewnętrzną samych w grę wchodzących pierwiastków.

Zdaje się, że wszystkie gazy, we wszelkich znanych nam warunkach, zawierają małą liczbę jonów. Tę „jonizację samorzut-

ną"*, przejawiającą się w nieobecności wszelkich sztucznie wprowadzanych czynników jonizacyjnych, przypisuje się powszechnie słabej promieniotwórczości ścian naczynia, w którym gaz jest zawarty, i śladom radu oraz innych pierwiastków promieniotwórczych rozsianych w pobliżu naczynia.

(4) Światło jako czynnik jonizujący.

Skutek fotoelektryczny.

24. Pierwsze spostrzeżenie dowodzące, że światło udzielać może gazowi zdolności przewodzenia, uczynił Hertz. Przekonał się on mianowicie, że, jeżeli promienie ultrafijoletowe padają na przerwę w przewodniku, bije przez nią iskra przy natężeniu elektrycznym, które w nieobecności tych promieni byłoby dla wyładowania za małe. Hallwachs, bliżej zbadawszy tę sprawę, spostrzegł, że, gdy światło o małej długości fali pada na pewne metale i inne ciała, te wydzielają z siebie elektryczność ujemną; dalsze badania okazały, że wypływy te składają się z elektronów obdarzonych prędkością 10^7 do 10^8 cm./sek. Lenard dokonał nader ciekawego spostrzeżenia, że prędkość tych elektronów jest niezależna od natężenia światła padającego, gdy tymczasem liczba elektronów wyzwalanych [w ciągu danego czasu] jest do natężenia tego światła proporcjonalna.

Elster i Geitel zbadali starannie zależność wielkości tego skutku f o t o e l e k t r y c z n e g o, t. j. prędkości wyzwalania się elektronów, od własności oświetlanej powierzchni i od gatunku światła. Znajdują oni, że zachodzi ścisły związek między natężeniem skutku fotoelektrycznego a zachowywaniem się elektrolitycznym pierwiastka poddanego działaniu światła. Im bardziej pierwiastek jest elektrododatni (czyli im łatwiej tworzy dodatni jon elektrolityczny), tym obfitszy wysyła strumień elektryczności przy danym oświetleniu. Naogół, im krótsze fale światła, tym skuteczniejsze są w wytwarzaniu skutku fotoelektrycznego: cynk i glin dają ten skutek jedynie dla fal ultrafijoletowych, potas, rubid i cez, metale najbardziej elektrododatnie, wydzielają elektryczność ujemną pod działaniem promieni czerwonych. Światło o krótkim okresie jest skuteczniejsze prawdopodobnie dlatego, iż okres jego jest bliższy okresu drgań swobodnych elektronów, zawartych w atomach oświetlanego ciała; światło bowiem

* *Spontaneous ionisation.*

pochłaniane selektywnie jest zazwyczaj szczególnie sprawne w wytwarzaniu skutku fotoelektrycznego. Okazano też, że światło, którego płaszczyzna polaryzacji jest prostopadła do płaszczyzny padania, daje obfitszy strumień elektryczności, niż światło o tymże natężeniu, spolaryzowane w kierunku prostopadłym do pierwszego. Nie wiemy napewno, czy światło ultrafijoletowe może jonizować atomy gazów.

Mechanizm skutku fotoelektrycznego.

25. Po tym, co powiedziano w poprzednich rozdziałach, mechanizm skutku fotoelektrycznego niewielu wymaga wyjaśnień. Światło padające wprawia elektrony ciała w drgania wymuszone, których amplituda staje się tak znaczną, iż elektron zostaje wyrzucony z atomu; im okres światła padającego bliższy jest okresu drgań swobodnych elektronów, tym większą amplituda drgań wymuszonych, tym prawdopodobniejsze więc wyrzucenie elektronu. Z pewnych względów, które rozważymy później, elektron łatwiej prawdopodobnie wymknąć się może z czystego pierwiastka, niż z połączenia chemicznego: zgodnie z tym przewidywaniem okazało się, że pierwiastki są pod tym względem naogół skuteczniejsze od swych połączeń.

Wpływ kierunku płaszczyzny polaryzacyjnej światła łatwo można zrozumieć: światło bowiem spolaryzowane w płaszczyźnie prostopadłej do płaszczyzny padania przynosi ze sobą natężenie elektryczne o pewnej składowej prostopadłej do powierzchni ciała, gdy tymczasem spolaryzowane w płaszczyźnie padania zawiera jeno natężenie elektryczne równoległe do powierzchni: pierwsze właśnie, a nie drugie, dąży do wytrącenia elektronów z metalu w otaczającą przestrzeń.

Wobec tego, że prędkość elektronów jest niezależna od natężenia światła, przypuszczono, że światło nie wyciąga wprost elektronów, lecz wywołuje w atomie [jak gdyby w małym układzie słonecznym] pewne tylko zakłócenie, które prowadzi do eksplozji „promieniotwórczej“, kończącej się spontanicznym wyrzuceniem elektronów. Takie wszakże tłumaczenie, połączone — jak zobaczymy później — z pewnemi trudnościami, nie wydaje się koniecznym. Pamiętajmy, że ilość energji, którą elektron może otrzymać od światła w ciągu jednego drgania, jest nadzwyczaj mała. Natężenie elektryczne w najsilniejszym świetle nie przewyższa 0·01 jednostki elektrostatycznej, a pole takie, działając statecznie na elektron w ciągu 10^{-16} sek., wytworzyłoby zaledwie prędkość 0·56 cm./sek. Dopóki elektron pozostaje w ato-

mie i może w nim odbywać drgania wymuszone, nadal może czerpać energję ze światła, aż nie nabędzie pewnej (zależnej tylko od budowy atomu, a nie od natężenia światła) prędkości, przy której jego energja kinetyczna wystarcza do wyswobodzenia go od przyciągania atomu dodatniego*. Elektron taki wymknie się wówczas z prędkością zależną jedynie od budowy atomu. Skoro się już jednak wymknął, nie może przejąć od światła żadnej dalszej energji dostrzegalnej; małą bowiem prędkość dodatkową, której nabywa w pierwszej połowie drgania, traci zaraz w ciągu drugiej, odwrotnej połowy drgania.

Znużenie fotoelektryczne.

26. Istnieje osobliwe zjawisko znane pod nazwą *znużenia fotoelektrycznego*. Jeżeli czystą powierzchnię metalu wystawiamy na działanie promieni ultrafijoletowych, natężenie wypływu z tego metalu elektryczności ujemnej słabnie z czasem bardzo szybko. Dostrzeżenia poczynione nad tym znużeniem są bardzo liczne i sprzeczne: pomimo wielu doświadczeń nie wiemy ostatecznie, czy znużenie zależy od działania światła, czy też od obecności jakiegoś gazu. Z pewnością przypisać je należy jakiejś zmianie powierzchni oświetlanego ciała, lecz nie zdołano jeszcze dociec, jakiej. Ramsay i Spender sądzą, że pod działaniem światła atomy leżące u powierzchni „wybuchają“ („eksplodują“), podobnie jak atomy promieniotwórcze, i że wynikające stąd atomy są mniej skuteczne, niż ich rodzice. Ten jednak sposób wyjaśnienia sprawy nie wytrzymuje krytyki, ilość bowiem elektryczności, wydzielonej do chwili nastąpienia znużenia, jest tak mała, że, gdyby każdy atom przyczynił się do niej jednym tylko elektronem, ze wszystkich zawartych w warstwie powierzchniowej atomów zaledwie jedna dziesięciotysiączna tylko część mogłaby na tym ucierpieć. Należy też pamiętać, że ciało nie traci ustawicznie elektryczności ujemnej bez kompensaty: na miejsce straconych napływają świeże elektrony przez przewodnik, z którym oświetlana powierzchnia jest połączona; gdyby ta była izolowana, wypływ elektryczności rychłoby się skończył, mianowicie, dzięki wstrzymującemu przyciąganiu pozostałego na powierzchni ładunku dodatniego.

* t. j. reszty całego układu: atom *mniej* elektron; ta bowiem reszta, po utracie 1, 2,... elektronów, posiada ładunek dodatni ε, 2ε,...; *cały* zaś atom jest obojętny, nie dodatni. Autor posługuje się językiem krótkim. Przyp. tłum.

(5) Reakcje chemiczne

Jonizacja przez działania chemiczne.

27. Już przeszło od stu lat wiedziano, że gazy świeżo otrzymane przez tę lub ową reakcję chemiczną (np. wodór — przez działanie kwasem na cynk) posiadają anormalne przewodnictwo. Townsend, zbadawszy ten przedmiot bardzo szczegółowo, przekonał się, że gaz nietylko jest przewodzącym, lecz posiada pewien ładunek jednego lub drugiego znaku, zależnie od reakcji. Wiele innych też procesów — jak hidracja siarczanu chininy — przy których nie wydzielają się znaczne ilości gazu, sprawia wypływ cząstek naładowanych, który wyposaża gaz otaczający nietylko w ładunek wypadkowy, lecz i w przewodnictwo.

Wybitny przykład jonizacji przez reakcję chemiczną mamy w płomieniach: zarówno gazy stanowiące płomień, jak te, które go bezpośrednio otaczają, posiadają znaczne przewodnictwo. Dostrzegane w tym przypadku skutki gmatwają się nieco dzięki wysokiej temperaturze płomienia, przy której elektrody użyte do pomiaru przewodnictwa wysyłają cząstki naładowane (patrz § 28).

W jednym z dalszych rozdziałów podamy powody, dla których sądzimy, że przebieg reakcji chemicznej ściśle kojarzy się z wyzwalaniem elektronów z wchodzących w grę atomów. Niektóre z tych elektronów i pozostałych części dodatnich atomów wymykają się z ciał wzajemnie reagujących, unosząc ze sobą ładunki i udzielając przewodnictwa otoczeniu gazowemu.

Zastrzec się tu wypada przed powikłaniem jonizacji, wywołanej przez reakcję chemiczną, z promieniotwórczością. Procesy chemiczne stosowane przy badaniach nad promieniotwórczością są jedynie środkami wydzielania pierwiastków promieniotwórczych lub ich połączeń z mieszaniny mechanicznej, w której są zawarte. Sól radu, przechowywana w ciągu kilku miesięcy po spreparowaniu, zawiera (oprócz samego radu) dostrzegalne ilości przynajmniej czterech pierwiastków promieniotwórczych, powstałych przez rozpad substancji ojczystej. Jeden z tych nowych pierwiastków, który przy zwykłej temperaturze jest gazem, daje się wydzielić z mieszaniny przez zwykłe ogrzewanie; najdogodniejsze metody do wydzielenia pozostałych pierwiastków są różne, odpowiednio do ich różnic chemicznych. Reakcje chemiczne żadnego zgoła nie mają wpływu na promieniotwórczość poszczególnych pierwiastków: rozpad ich postępuje w tym samym tempie, niezależnie od ich stanu połączenia chemicznego.

Jonizacja wywołana przez reakcję chemiczną nie posiada żadnej z cech charakterystycznych promieniotwórczości; nie jest niezależną od stanu, chemicznego lub fizycznego, reagujących pierwiastków. Nadto nie mamy tu emisji żadnych promieni jonizujących, któreby mogły przenikać przez dostrzegalnie grube warstwy materji, podobnie jak przedtym rozważone promienie Becquerela; jony powstające na tej drodze mają niewiększą moc wytwarzania innych jonów, niż jony wytworzone przez promienie Roentgena. Ilość energji, występująca jako energja elektryczna porozdzielanych ładunków jonów, stanowi zaledwie bardzo mały ułamek całkowitej ilości energji (przejawiającej się w postaci ciepła lub innej), która wypływa z energji połączenia chemicznego.

(6) Jonizacja za pomocą ciepła.

Elektryzacja przez ciała rozżarzone.

28. Już w r. 1725 wiedziano, że gaz w pobliżu ciała rozżarzonego staje się przewodnikiem elektryczności. Guthrie pierwszy zwrócił uwagę na nader ważną cechę tak otrzymanego przewodnictwa, mianowicie, że nie jest ono symetryczne: przy temperaturach stosunkowo nizkich tylko dodatnia, nie zaś ujemna elektryczność, może przepływać z ogrzanego ciała do otoczenia, przy wyższych wszakże — elektryczności jednego i drugiego znaku łatwo mogą przechodzić. Elster i Geitel wykonali nader staranne badania nad zawiłemi temi zjawiskami, w ostatnich zaś czasach wiadomości nasze w tym kierunku znacznie rozszerzył Richardson. Dla celów naszych dość będzie podać krótko, co na tym polu odkryto.

Jeżeli metal taki, jak platynę, ogrzewamy w próżni do ciemnej czerwoności, zaczynają wypływać zeń strumienie elektryczności dodatniej, które wykryć można z ładunku udzielanego przewodnikowi izolowanemu, umieszczonemu w pobliżu rozgrzanego metalu. Przy zwiększaniu temperatury wypływy te słabną, znikają, a następnie zmieniają swój znak: metal rozgrzany do białości wydziela strumień elektryczności ujemnej, naogół znacznie obfitszy od najsilniejszego nawet strumienia elektryczności dodatniej, wypływającego z metalu przy niższych temperaturach. Okazuje się tedy, że przy wszelkich temperaturach przekraczających temperaturę rozżarzenia do ciemnej czerwoności metal wydziela z siebie elektryczność. Przy nizkich temperaturach ilość elektryczności dodatniej przeważa nad ujemną; przy wzroście

atoli temperatury ilość wypływającej elektryczności ujemnej wzrasta znacznie prędzej od dodatniej i przy wysokich temperaturach zupełnie maskuje strumień dodatni. Pomiary odchylenia magnetycznego wydzielających się z metalu cząstek dodatnich i ujemnych dowodzą, że drugie są elektronami, gdy masy pierwszych wahają się między masą atomu metalu obdarzonego ładunkiem elektronowym (ε) a masą atomu gazu posiadającego takiż ładunek.

Jeżeli ciało rozżarzone nie znajduje się w próżni, lecz w gazie pod ciśnieniem atmosferycznym, elektrony i dodatnie reszty atomów, wyrzucone z metalu, kondensują około siebie cząsteczki gazu, tworząc jony. Możnaby oczekiwać, że przynajmniej jony ujemne posiadać będą zupełnie te same własności, co jony wytworzone przy zwykłej jonizacji samego gazu; gdyż według teorji, którą przyjęliśmy, wszystkie jony składają się z elektronów otoczonych gromadą cząsteczek gazu. Tymczasem jednak obecność ciała gorącego zdaje się wpływać w pewien sposób na tworzenie się jonów, zarówno bowiem jony dodatnie, jak ujemne, są w tym przypadku znacznie powolniejsze od tych, które powstają pod działaniem promieni Roentgena, a prędkość ich zmienia się nadto wraz z temperaturą ogrzanego ciała. Dotychczas zmian tych nie zdołano należycie wytłumaczyć.

„Ciek ujemny".

29. Richardson podjął badania nad strumieniem elektryczności ujemnej, czyli c i e k i e m u j e m n y m*, przy wysokich temperaturach, opierając się na teorji, według której wyrzucanie elektronów jest związane z obecnością elektronów swobodnych, powodujących przewodnictwo metalu. W samym metalu każdy z takich elektronów ulega działaniu sił elektrycznych, w przybliżeniu tych samych dla wszelkich możliwych kierunków; skoro jednak elektron wynurzył się już z pod powierzchni metalu, ciągnąć go będą wstecz pozostałe w tyle atomy dodatnie. Jeżeli więc elektron ma się wymknąć z metalu, musi posiadać energję kinetyczną dostatecznie wielką do wyzwolenia się z tych więzów. Ponieważ elektrony biorą udział w drganiach cieplnych ciała, przeto, im wyższa jego temperatura, tym większa przeciętna energja kinetyczna elektronów, tym większe więc prawdopodobieństwo ich wyzwolenia się z metalu.

* *negative leak;* w telegrafji np. używa się tego terminu do oznaczenia odpływu elektryczności dzięki wadliwej izolacji.

Przyp. tłum.

Na pierwszy rzut oka zdaje się, że teorja ta powinna prowadzić do wniosków znakomicie zgodnych z faktami. Ciek rośnie bardzo szybko wraz z temperaturą, a związek pierwszego z ostatnią jest, jak można okazać, takiż sam, jak przepowiedziany na mocy hipotezy Richardsona. Opierając się na tym związku, można obliczyć liczbę elektronów przypadających na jednostkę objętości metalu oraz minimum energji kinetycznej, niezbędne dla elektronu mającego wymknąć się z metalu. Dalsze jednak badania poodsłaniały różne trudności. Obecność w metalu małej ilości wodoru, zgoła niewystarczającej do wywołania jakiejkolwiek zmiany w przewodnictwie metalu, wpływa w olbrzymim stopniu na ocenę liczby elektronów, gdy tymczasem, według wywodów rozdziału VI., przewodnictwo metalu ma być proporcjonalne do koncentracji, czyli liczby przypadających na jednostkę jego objętości elektronów. Nie należy jednak stąd wnosić, że niezgodność ta jest fatalna dla ogólnej teorji przewodnictwa: nie brak hipotez prawdopodobnych, które umożliwią usunięcie tej pozornej sprzeczności. Można np. przypuścić, że zmiana koncentracji elektronów rozciąga się jedynie do warstwy powierzchniowej metalu wyrzucającego elektrony i że koncentracja przeciętna ulega nieznacznej tylko zmianie. Z tej jednak i z innych podobnych uwag widzimy, że, chociaż wyjaśnienie powyższe w ogólnych zarysach jest może słuszne, wiedza nasza co do tego przedmiotu bynajmniej nie jest zaokrąglona.

Zauważmy mimochodem, że — jak okazał WEHNELT — pewne tlenki, takie jak wapno, dają bardzo obfite strumienie elektryczności ujemnej, skoro zostaną ogrzane do wysokiej temperatury. W ciałach takich koncentracja elektronów nie jest, jak się zdaje, osobliwie wielka, lecz wyzwolenie się elektronu wymaga energji kinetycznej wyjątkowo małej.

„Ciek dodatni".

30. Przy badaniach cieku dodatniego, przeważającego przy nizkich temperaturach, napotykamy zjawiska jeszcze bardziej zawiłe, niż przy ujemnym. Wiadomości nasze o tym przedmiocie są wciąż jeszcze bardzo niepełne, pomimo nowszej pracy Richardsona. Dotychczas nie zdobyto się na żadne wyjaśnienie, mogące rościć sobie prawo do objęcia wszystkich faktów. Tę gałąź fizyki musimy pozostawić na uboczu, jako jedną z tych, które wymagają więcej światła. W tym, jak w wielu innych przypadkach, wiedza nasza co do własności elektryczności dodatniej jest znacznie mniej wyczerpująca, niż ta, która dotyczy elektryczności ujemnej. Od rozszerzenia tej wiedzy

zależeć będzie dalszy rozwój poglądów naszych na podstawowe zagadnienia elektryczne. Ciek dodatni niewątpliwie składa się z atomów dodatnich, t. j. takich, które straciły swe elektrony; nie wiemy jednak, w jaki sposób lub dlaczego oderwały się od metalu.

Powstawanie tedy przewodnictwa w gazie dzięki sąsiedztwu ciała rozżarzonego różni się poniekąd od dotąd rozważonych przypadków jonizacji. Ciepło nie jonizuje atomów metalu, lecz sprawia tylko, że elektrony z góry już obecne wymykają się zeń do gazu. Nie mamy żadnych dowodów, że działanie samego ciepła może wytwarzać jony z atomów gazu lub jakiegokolwiek innego nie-przewodnika, który z góry już nie zawiera elektronów swobodnych. Wniosku takiego można się było z góry spodziewać wobec rozważań ogólnych; oczywista bowiem, że cząsteczka (molekuła) nie może, przy żadnej dającej się urzeczywistnić temperaturze, osiągnąć energji dostatecznej do zjonizowania atomu gazu przez zderzenie się z nim. Istotnie, według str. 195. zjonizowanie atomu gazu wymaga $4{\cdot}2 \times 10^{-11}$ ergów energji. Otóż energja kinetyczna cząsteczki przy temperaturze T jest αT (patrz str. 108.), gdzie α jest stałą $1{\cdot}5 \times 10^{-16}$. Wartość więc T, przy której cząsteczka posiadałaby wymaganą energję, byłaby

$$T = \frac{4{\cdot}2 \times 10^{-11}}{1{\cdot}5 \times 10^{-16}} = 2{\cdot}8 \times 10^{5},$$

gdy tymczasem nie jest w mocy naszej wytworzyć temperaturę przekraczającą 4×10^3 stopni.

Mechanizm jonizacji.

31. Musimy teraz wrócić do zagadnień pozostawionych w § 8. bez rozwiązania. W jaki sposób promienie Roentgena mogą wogóle jonizować atomy, skoro natężenie elektryczne w ich fali jest tak małe, i dlaczego, skoro już mogą zjonizować atom, nie jonizują każdego napotkanego atomu aż do całkowitego wyczerpania swej energji?

Najbardziej zadowoli nas, oczywiście, takie wyjaśnienie, które da nam odpowiedź na oba pytania. Niechętnie tedy patrzeć będziemy na przypuszczenie, jakoby nasza ocena energji niezbędnej do wyciągnięcia elektronu z atomu była znacznie przesadzona; to bowiem usunęłoby wprawdzie pierwszą trudność, ale nie dotknęłoby drugiej. Przeciw takiej zresztą hipotezie można przytoczyć mnóstwo zarzutów bezpośrednich, jak czytelnik zobaczy w Części następnej: w tym miejscu zaznaczymy tylko, że wartość doświadczalna energji niezbędnej do zjonizowania atomu dobrze

się zgadza z oceną niezbędnego w tymże celu natężenia elektrycznego. Jeżeli bowiem fx jest siłą wstrzymującą elektron, przy odchyleniu x, praca niezbędna do wyciągnięcia elektronu aż do granicy atomu, powiedzmy — odchylenia go o x_0 cm., będzie $\frac{1}{2}fx_0^2$. Z liczb przytoczonych na str. 172. widzimy, że $f = 2{\cdot}60 \times 10^6$; wartość x_0 jest zawarta prawdopodobnie między 10^{-8} a 10^{-9} cm.; granica górna x_0 daje przeto dla energji jonizacyjnej wartość $1{\cdot}3 \times 10^{-10}$, dolna — $1{\cdot}3 \times 10^{-12}$, wartość zaś znaleziona doświadczalnie jest pośrednia ($4{\cdot}2 \times 10^{-11}$).

Znacznie łatwiej zgodzić się na wyjaśnienie tegoż rodzaju, co dla skutku fotoelektrycznego. Być może, że energji niezbędnej do zjonizowania atomu nie dostarcza tylko jeden, lecz bardzo znaczna liczba pulsów: pierwszy wprawia elektron w drgania, następne zaś zwiększają amplitudę tych drgań, dopóki energja kinetyczna elektronu nie staje się dość wielką do wyzwolenia go z atomu. Ponieważ między następującemi po sobie pulsami niema żadnego związku fazowego, działania ich będą się naogół zobojętniały: jeden zwiększy amplitudę drgań, następny zmniejszy ją; ale w szczupłej garstce przypadków zdarzyć się może dość długi szereg następujących po sobie pulsów o tym samym kierunku działania, tak iż elektron będzie mógł nabyć niezbędnej energji kinetycznej. Nieco rachunku liczebnego okaże atoli niedopuszczalność takiego poglądu.

Jeżeli X jest natężeniem elektrycznym panującym w pulsie, elektron doznaje przyśpieszenia $X\frac{\varepsilon}{m}$. Jeżeli d jest szerokością pulsu, a więc $\frac{d}{V}$ czasem przejścia, puls ten udzieli elektronowi prędkości $X\frac{\varepsilon}{m}\frac{d}{V}$, a więc energji kinetycznej $U = \frac{1}{2}\frac{X^2\varepsilon^2 d^2}{mV^2}$.

(Chwila zastanowienia przekona czytelnika, że, ponieważ czas przejścia pulsu jest mały w porównaniu z okresem drgań swobodnych elektronu, zaniechać można siłę wstrzymującą elektron i energję potencjalną odpowiadającą jego przesunięciu.)

Otóż, według (2), str. 181.,

$$X = \frac{\varepsilon u}{rdV},$$

jeżeli położymy $\sin\theta = 1$; z powyższego wzoru mamy więc:

$$U = \tfrac{1}{2} \frac{\varepsilon^4 u^2}{r^2 m V^4} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (10).$$

W odległości 10 cm. od źródła promieni będzie przeto

$$U = \tfrac{1}{2} \frac{(3{\cdot}4 \times 10^{-10})^4 \times 10^{20}}{10^2 \times 6{\cdot}5 \times 10^{-28} \times 81 \times 10^{40}} = 1{\cdot}2 \times 10^{-35},$$

mianowicie dla $u = 10^{10}$ cm./sek.

Ponieważ zaś do zjonizowania atomu niezbędna jest energja $4{\cdot}2 \times 10^{-11}$, przeto aż $3{\cdot}5 \times 10^{24}$ pulsów musiałoby się na nią złożyć. Każdy elektron pęczka promieni katodowych daje [przy uderzeniu o antykatodę] jeden tylko puls, w celu udzielenia tedy atomowi powyższej energji musiałoby przejść przez rurkę Roentgena $3{\cdot}5 \times 10^{24} \times 3{\cdot}4 \times 10^{-10} = 1{\cdot}2 \times 10^{15}$ jednostek elektrostatycznych elektryczności, czyli 4×10^5 kulombów. Przy takich więc prądach, jakie dają się osiągnąć w praktyce, prąd musiałby kilka dni płynąć przez rurkę, zanim pulsy — w założeniu nawet, że wszystkie dążą do zwiększenia energji elektronu — zdołałyby zjonizować jedyny atom!

Mimochodem zauważmy, że w podobny sposób daje się obliczyć spółczynnik pochłaniania promieni Roentgena. Jeżeli A jest powierzchnią fali, czyli pulsu, w dowolnej odległości od źródła, natenczas, posuwając się naprzód o małą odległość x, puls przejdzie przez $N.Ax$ elektronów, gdzie N jest liczbą elektronów przypadającą na jednostkę objętości. Każdemu z nich puls udzieli energji

$$U = \frac{1}{2} \frac{X^2 \varepsilon^2 d^2}{m V^2},$$

całkowita więc strata jego energji na drodze x będzie:

$$\frac{1}{2} \frac{X^2 \varepsilon^2 d^2}{m V^2} \cdot NAx.$$

Lecz ogółem puls posiada ilość energji

$$\frac{X^2}{4\pi} \times \text{objętość pulsu} = \frac{X^2}{4\pi} \times Ad.$$

Energja stracona stanowi więc

$$\frac{2\pi\varepsilon^2 d}{m V^2} N.x$$

energji całkowitej; ponieważ zaś, według str. 186., tenże ułamek wyraża się przez λx, gdzie λ jest spółczynnikiem pochłaniania, przeto mamy

$$\lambda = \frac{2\pi\varepsilon^2 d}{mV^2} N \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (11).$$

Aby otrzymać λ możliwie małe, weźmy $d = 10^{-10}$, $N = 3 \times 10^{19}$, t. j. = liczbie molekuł przypadających na jednostkę objętości gazu; wówczas będzie:

$$\lambda = \frac{2\pi \times 1{\cdot}16 \times 10^{-19} \times 10^{-10} \times 3 \times 10^{19}}{6{\cdot}5 \times 10^{-28} \times 9 \times 10^{20}} = 3{\cdot}7 \times 10^{-3},$$

a wartość ta nie różni się bardzo od znalezionej doświadczalnie dla powietrza przy zwykłym ciśnieniu (10^{-3}). Powyższe wartości d i N są prawdopodobnie za małe, dałyby więc zbyt małe λ; z drugiej jednak strony w powyższym rachunku uczyniliśmy założenia prowadzące do zbyt wielkiej wartości λ. Istotnie, jeżeli elektron, jako jedna z cząstek katodowych, nie zostaje wstrzymany nagle, lecz wykonywa drgania, natężenie elektryczne nie posiada jednego i tego samego kierunku w całej grubości pulsu: tylna część pulsu niweczy pracę przedniej, tak iż energja udzielona elektronowi jest znacznie mniejsza od (10).

W każdym razie nie należy przypisywać zbyt wielkiego znaczenia zgodności spółczynnika pochłaniania w ten sposób obliczonego ze spółczynnikiem otrzymanym na drodze doświadczalnej: tę samą bowiem, mniej więcej, wartość spółczynnika otrzymalibyśmy, wychodząc z jakiegokolwiek poglądu na mechanizm jonizacji przez promienie Roentgena. Wspomniane trudności trwają tedy nadal niezmiennie, tak iż zadowalającej teorji jonizacji przez promienie Roentgena szukać musimy gdzieindziej.

Pewne wytłumaczenie, które doznało niejakiego poparcia, zasadza się na dostrzeżeniach poczynionych nad wtórnemi promieniami katodowemi, które wysyłają metale wystawione na działanie promieni Roentgena. Zauważyliśmy już na str. 189., że prędkość tych promieni [wtórnych] jest bardzo znaczna, że nie zależy od natężenia promieni Roentgena, że wreszcie energja promieni wtórnych zdaje się być większą od energji promieni głównych, wzbudzających. Wobec tego przypuszczono, że promienie te powstają nie dzięki bezpośredniemu działaniu natężenia elektrycznego panującego w pulsie, lecz przez wybuch promieniotwórczy atomów metalu wywołany dzięki działaniu pulsu. Do-

mysł ten tłumaczyłby wszystkie trzy powyższe trudności: wiemy bowiem, że ciało promieniotwórcze wysyła elektrony obdarzone wielką prędkością, zależną jedynie od natury tego ciała, i że zmianom promieniotwórczym towarzyszy obfite wydzielanie energji.

Wielkość wszakże i stałość prędkości promieni wtórnych dałaby się wyjaśnić za pomocą każdej teorji, zawierającej założenie, że siła elektryczna w pulsie jest dość wielka, i odpowiadającej tym sposobem na pytanie zasadnicze, jak promienie Roentgena mogą wogóle sprawiać jonizację. Można się spodziewać z góry, że prędkość promieni wtórnych będzie niezależna od natężenia promieni głównych, t. j. pulsów Roentgena; siła bowiem elektryczna w pulsie, wyznaczająca prędkość wyrzuconego elektronu, zależy jedynie od istoty tego pulsu, gdy tymczasem natężenie promieni Roentgena, mierzone przez jonizację, którą sprawiają, jest proporcjonalne do liczby pulsów wysyłanych w ciągu sekundy. Jeżeli rurka, w której zachodzą wyładowania, wysyła promienie o stałej twardości, prędkość promieni wtórnych powinna być stałą, a liczba ich proporcjonalną do natężenia promieni głównych.

Z drugiej znowu strony, jak się zdaje, jedynie teorja promieniotwórcza tłumaczy wyzwalanie energji: skoro tylko wyzwalanie to będzie zupełnie stwierdzone, nie pozostanie nam nic innego, tylko przyjąć tę właśnie teorję. Chociaż jednak dowody po temu są poważne, nie są przecież zupełnie przekonywające: być może, że promienie wtórne wydatkują tylko większy ułamek swej energji na proces jonizacyjny, że natomiast cała ich energja nie jest wcale większa od energji promieni głównych. Zarzuty przeciw teorji promieniotwórczej wydają mi się tak poważne, iż gotówbym skorzystać z pierwszej lepszej furtki, aby się od niej uwolnić. Możemy przejść teraz do rozważenia tych zarzutów.

(1) O ile wiemy, wyzwalanie energji zachodzi jedynie w ciałach stałych i może w cieczach, lecz nie w gazach. Energja łożona na jonizację, w przejściu pulsu przez gaz, jest mniejsza, nie zaś większa od energji straconej przez promienie: reszta energji idzie prawdopodobnie na ogrzanie gazu. Lecz niema żadnego zgoła dowodu, aby promieniotwórczość ciał miała zależeć od ich stanu skupienia.

(2) Wszelkie dowody bezpośrednie sprzeciwiają się poglądowi, według którego promienie Roentgena mają wpływać na promieniotwórczość ciała; o ile wiemy, promienie te, ani żaden in-

ny czynnik fizyczny, nie mają zgoła wpływu na prędkość rozpadu promieniotwórczego pierwiastków uznanych za promieniotwórcze. Zaznaczyć należy, że według teorji wybuchowej (eksplozyjnej) promieniowania wtórnego prędkość tego rozpadu musiałaby wzmagać się pod wpływem promieni Roentgena; gdyby bowiem ostatnie sprawiały eksplozję tych jeno atomów, które dzięki swemu podeszłemu wiekowi i tak już są blizkie stanu nietrwałego i lada chwila mają się rozpaść, natenczas emisja promieni wtórnych zachodziłaby tylko przy natarciu pierwszych promieni: po wybuchu wszystkich już zgrzybiałych atomów nie mielibyśmy żadnego promieniowania, dopóki procesy samorzutne nie doprowadziłyby innych atomów do stanu równowagi niestałej. W takim zaś razie promienie wtórne, wysyłane przez metal po pierwszej chwili, byłyby porównywalne co do swego natężenia z promieniami wynikającemi z samorzutnej promieniotwórczości metalu.

Zbadaliśmy tedy wynik zarzucenia trzech z pośród założeń czynionych w prostym traktowaniu jonizacji przez promienie Roentgena, mianowicie: (1) że do zjonizowania atomu niezbędna jest ta sama ilość energji, niezależnie od wyboru czynnika jonizującego, (2) że energji jonizacyjnej dostarcza tylko jeden puls, (3) że energja ta jest czerpana z zapasu energji promieni. Żadne z tych założeń nie pokonywa, zdaniem moim, w sposób zadowalający napotkanych trudności. Pozostaje jeszcze jedno założenie, które z niejakim pozorem słuszności możnaby odrzucić: założenie, że siła elektryczna w pulsie daje się obliczyć tak, jak to uczyniono w § 5. Przypuściliśmy wówczas, że elektron katodowy w chwili wstrzymania wysyła pulsy, unoszące energję we wszelkich kierunkach; jeżeli założymy natomiast, że całe promieniowanie energji ześrodkowuje się w jednym kierunku, wszystkie nasze trudności znikną. Założenie to sprzeciwia się, oczywiście, utartej teorji elektromagnetycznej; kiedy jednak w ostatnim rozdziale poddamy rewizji podstawowe poglądy nasze na zjawiska elektryczne, przekonamy się, że nowe założenie bynajmniej nie jest sprzeczne z punktem widzenia obranym w tej książce. Wniosków płynących z tego przypuszczenia nie możemy wypracować tu całkowicie; dość będzie zauważyć, że, jeżeli cała energja pulsu jest skoncentrowana w dostatecznie małej objętości, natężenie elektryczne w czole fali możemy uczynić tak wielkim, jak nam się podoba; jeżeli tylko całkowita energja pulsu równa się pracy, którą należy wykonać w celu zjonizowania atomu, elektron mo-

że zeń być wytrącony przy największych nawet siłach, przykuwających go do atomu.

Dalej, jeżeli cały puls koncentruje się do bardzo małego obszaru, może on wędrować przez gaz, napotykając po drodze niezmiernie mały ułamek całej obecnej w gazie liczby cząsteczek; tak więc, obie trudności, podkreślone na wstępie naszej dyskusji byłyby usunięte. Pozostawałaby jeno sprawa wyzwalania energji przy wzbudzaniu promieni wtórnych. Otóż, jak już wspomniałem, jeżeli energja istotnie się wyzwala, niema — zdaje się — innego wyjścia, prócz przyjęcia hipotezy promieniotwórczej; tymczasem wszakże uczynimy, zdaniem moim, najlepiej, jeżeli trzymać się będziemy prostej teorji jonizacji, a całą energję pulsu Roentgena, podobnie jak promieni β, będziemy uważali za skoncentrowaną w bardzo małej objętości.

Jeżeli pogląd ten jest słuszny, możemy twierdzić, że promienie Roentgena, podobnie jak promienie α, muszą jonizować każdy napotkany atom, dopóki nie wyczerpie się energja pulsu, że więc pochłanianie tych promieni musi podlegać temu samemu prawu, co pochłanianie promieni α. Poglądowi takiemu nic nie stoi na przeszkodzie, gdyż osobliwość pochłaniania promieni α występuje tylko wówczas, kiedy mamy do czynienia z cząstkami wyruszającemi z cienkiej warstwy ze spólną wszystkim prędkością i spólnym kierunkiem. Podobny warunek w przypadku promieni Roentgena nie daje się urzeczywistnić, tak iż dla nich spodziewać się należy przybliżenia do prawa, wyrażonego przez (8), jakie pierwsi badacze znaleźli dla promieni α.

Kiedy chodziło o jonizację przez promienie α, nie napotkaliśmy żadnych trudności; zjawisko to wydaje się zupełnie prostym i zachodzi co do wszelkich niemal szczegółów zgodnie z przewidywaniem. Ta prostota jonizacji przez promienie α rzuca cień wątpliwości na wszelką teorję, która prowadziłaby do wniosku, że niejasne punkty jonizacji przez inne czynniki przypisać należy raczej zawiłości mechanizmu wyciągania elektronów z atomów, niż naszej nieznajomości rozmieszczenia sił elektrycznych w pobliżu atomu jonizowanego.

Jeszcze jedno zagadnienie, dotyczące promieni β, domaga się chociażby krótkiej wzmianki. Doświadczenia nad dyfrakcją (uginaniem się) promieni Roentgena okazały, że szerokość pulsu musi być bardzo mała — niewiększa od 10^{-7} cm. — że więc odstęp, w którym elektron, wysyłając puls, przechodzi z ruchu do spoczynku, tę samą mniej więcej ma długość. Wynik ten jest zgoła

niezależny od odpowiedzi na wyżej rozważone pytania. Z drugiej jednak strony okazało się, że promienie β, mające prędkość elektronów w promieniach katodowych, mogą przenikać przez warstwy ciał stałych o znacznej grubości, nie tracąc swej mocy jonizującej. Jak dwa te sprzeczne wyniki dają się z sobą pogodzić? Jeżeli elektrony zostają zahamowane w odstępie porównywalnym ze średnicą atomu, w jakiż sposób przenikać mogą kilkomilimetrowe warstwy ciał stałych?

Na pytanie to nietrudno odpowiedzieć. Aby elektron mógł wysłać puls Roentgena, nie musi on koniecznie stracić całą swą prędkość; wystarcza, aby w prędkości jego zaszła wogóle jakaś nagła [t. j. dość gwałtowna] zmiana: jeżeli np. elektron zostanie odrzucony wstecz i przebiegać będzie pierwotną swą drogę w kierunku odwrotnym, wyśle on puls tegoż rodzaju, co w przypadku zahamowania.

Otóż elektron, napotykając atom ciała stałego, podlega silnemu polu elektrycznemu, które odchyla go od drogi pierwotnej, tak iż elektron wysyła puls. Biegnąc dalej, elektron spotyka się z innym atomem, doznaje ponownego odchylenia, wysyła drugi puls, i t. d., posuwa się po drodze zygzakowatej, aż wreszcie w kierunku jego ruchu zatrze się wszelki ślad związku z kierunkiem ruchu pierwotnego. Rój takich elektronów na stosunkowo małej już drodze przebytej wewnątrz ciała stałego doznaje olbrzymiej liczby odchyleń, tak iż kierunki ruchu elektronów są rozmieszczone chaotycznie; promienie więc są całkowicie rozproszone, znaczna wszakże liczba elektronów wciąż jeszcze posuwa się w kierunku pierwotnym. Dalsze posuwanie się w metalu nie zmniejsza tej liczby; miejsce bowiem elektronów ubywających, t. j. wytrąconych przez dalsze odchylenia z tego kierunku, zajmują elektrony wtrącone na tenże kierunek. Hipotezę hamowania elektronu przez antykatodę w rurce Roentgena wprowadziliśmy pierwotnie tylko w celu uproszczenia rachunku.

W tym procesie odchylania się elektrony tracą część swej energji kinetycznej wskutek tego, że wysyłają pulsy i że wykonywają pracę na elektronach zawartych w atomach, które je odchylają; w pewnych przypadkach działanie to jest tak wielkie, iż starczy do wytrącenia elektronu z atomu. Ta strata energji trwać będzie nadal, kiedy promienie całkowicie już nawet będą rozproszone; stanowi ona prawdopodobnie znaczną część „pochłaniania", mierzonego w zwykły sposób dla promieni zupełnie rozproszonych dzięki temu, że przed wydostaniem się nazewnątrz przebyły już pewną warstwę ciała, które je wysyła.

Bibljografja do rozdziału IX.

Pełne sprawozdanie z prac poruszonych w tym, jak i w poprzednim, rozdziale, znajdzie czytelnik w Conduction of Electricity in Gases Thomsona. Co do promieniotwórczości, dziełem miarodajnym jest Radioactivity Rutherforda*. Czytelników pragnących czerpać wiadomości z pierwszej ręki odsyłamy do następujących rozpraw oryginalnych:

Promienie Lenarda. Lenard, Wied. Ann. LI., str. 225, 1895 (*A.* i *L.* str. 362).

Teorja wyładowania elektrycznego. J. J. Thomson, Phil. Mag. (5) L., str. 278, 1900 (*A.* i *L.* str. 855). J. S. Townsend, Phil. Mag. (6) I., str. 198, 1901 (*A.* i *L.* str. 881); Phil. Mag. (6) VI., str. 598, 1903 (*A.* i *L.* str. 991). J. Stark, An. d. Phys. VII., str. 417, 1902 (*A.* i *L.* str. 744).

Promienie Roentgena. Roentgen, Wied. Ann. LXIV., str. 1, 1898. Stokes, Wilde lecture before Manchester Lit. and Phil. Soc. 1897. Marx, An. d. Phys. XX., str. 667, 1906. Barkla, Phil. Mag. (6) VII., str. 543, 1904.

Promienie Becquerela. Becquerel, Comp. Rend. 1896 i 1897 (kilka rozpraw). Rutherford, Phil. Mag. (6) V., str. 177, 1903 (*A.* i *L.* str. 681). Bragg i Kleeman, Phil. Mag. (6) X., str. 318, 1905.

Masa elektromagnetyczna. J. J. Thomson, Phil. Mag. (5) XI., str. 229, 1881 (*A.* i *L.* 756). Kaufmann, An. der Phys. XIX., str. 487, 1906 (*A.* i *L.* str. 294).

Promieniotwórczość. Curie i Laborde, Comp. Rend. CXXXVI., str. 673, 1903. Crookes, Proc. Roy. Soc. LXVI., str. 409, 1900. Rutherford i Soddy, Phil. Mag. Wrzesień i Listopad 1902. Ramsay i Soddy, Proc. Roy. Soc. LXXII., str. 204, 1903.

Skutek fotoelektryczny. Hallwachs, Wied. Ann. XXXIII., str. 301, 1888. Lenard, An. der Phys. I., str. 486, 1900 (*A.* i *L.* 416).

Reakcja chemiczna. Townsend, Phil. Mag. (5) XLV., str. 125, 1908.

Ciepło. Richardson, Phil. Trans. A, 1903, str. 497; Phil. Trans. A, 1906, str. 1.

* Campbell pisał w r. 1907. Tymczasem (1910) pojawiło się obszerne dwutomowe dzieło p. Curie: Traité de Radioactivité (Paryż, Gauthiers-Villars); istnieje już nawet przekład niemiecki tego dzieła. Sprawę spolszczenia go poprze niewątpliwie założona niedawno przy Warsz. Tow. Nauk. pracownia radjologiczna. Przyp. tłum.

CZĘŚĆ IV.

ELEKTRYCZNOŚĆ I MATERJA.

ROZDZIAŁ X.

BUDOWA ATOMU.

Budowa atomu.

1. Wyniki dociekań naszych, acz bardzo doniosłego znaczenia, dają się streścić w kilku słowach. O elektronach dowiedzieliśmy się wszystkiego. Widzieliśmy, że stanowią one część składową atomów, od których w odpowiednich warunkach mogą się oderwać, poznaliśmy ich masę oraz znak i wielkość ich ładunku,— a zdaje się, że fakty te stanowią wszystko, co jest do poznania. Dopóki chodziło o zachowywanie się elektronów wolnych od wpływu atomów, z których pochodzą, panowała zupełna zgodność między przewidywaniami naszemi a wynikami doświadczenia.

Lecz skoro tylko bierzemy pod uwagę wpływ atomów, natychmiast wyrastają trudności: jest rzeczą najzupełniej oczywistą, że atom, a raczej dodatnio naładowany układ, który pozostaje po wytrąceniu zeń elektronu, nie jest, podobnie jak elektron, układem zupełnie prostym, lecz posiada nader zawiłą budowę. Poznanie tej budowy stanowi najważniejsze zadanie fizyki spółczesnej. Według teorji bowiem, która przeżyła odkrycia całego stulecia, ciała materjalne są zbiorowiskami atomów, tak iż własności tych ciał zależeć muszą od własności atomów, z których są złożone; zupełne wyświetlenie budowy atomu dałoby nam możność skoordynowania wszystkich własności fizycznych i chemicznych każdego ciała i dopiąć tym sposobem ostatecznego celu wiedzy nieorganicznej, jakim ten przedstawiałby się myślicielowi z ostatniego pokolenia.

Nie potrzebuję chyba wyjaśniać, że, jak dotąd, dalecy jeszcze jesteśmy od celu tego; zamiast wszechobejmującej teorji, możemy dać zaledwie kilka mglistych domysłów; niedostateczność wszakże najlepszych nawet hipotez naszych nie przemawia jeszcze przeciw ich rozważaniu. Zła hipoteza jest lepsza od żadnej, wskazuje bowiem wyraźnie zagadnienia, którym wiedza nasza sprostać nie może. W myśl tych uwag skreślimy w tym i następnych rozdziałach najprawdopodobniejszy, na jaki nas stać, obraz budowy atomu i rozważymy, pod jakim względem obraz ten może być wiernym. Metoda nasza będzie podobna do tej, której użyliśmy w Części II., gdzie w postaci domysłu uczyniliśmy pewną hipotezę i porównaliśmy płynące z niej wnioski z doświadczeniem; wszelako, wobec większej zawiłości obecnego zagadnienia trudniej tu o domysł szczęśliwy, a porównanie z doświadczeniem staje się też mniej pewne.

Za przewodnika w wyborze takiego domysłu mamy szczupłą tylko garstkę faktów: wiemy, że atom zawiera co najmniej jeden elektron i że część naładowana dodatnio, a pozostająca po jego wyciągnięciu, jest różna dla różnych atomów; nie posiadamy jednak żadnych określonych wiadomości o jej budowie. Co do ostatniej mamy do wyboru trzy różne hipotezy. Możemy przypuścić, że jest zasadniczo różna w rozmaitych atomach, albo też że składają się na nią różne liczby składników, spólnych wszystkim atomom, albo też wreszcie, że jest jednakowa dla wszystkich atomów i że różnice ich polegają jeno na odmiennej liczbie i odmiennym rozmieszczeniu pozostałych jeszcze w atomie elektronów. Hipoteza pierwsza odebrałaby nam raz na zawsze wszelką nadzieję ścisłego wyjaśnienia związku zachodzącego między pierwiastkami jednej i tej samej grupy chemicznej oraz przeistaczania się jednego pierwiastka na drugi. Druga — jest hipotezą elektronów dodatnich, omówioną już poniekąd na str. 166. Oprócz przemawiających przeciw niej argumentów, wówczas już podanych, przytoczymy jeszcze inne w toku niniejszego rozdziału; tymczasem zaś dość będzie przypomnieć, że elektryczność dodatnia występuje zawsze w skojarzeniu z ciałami o budowie tak zawiłej, iż niepodobna się zgodzić, aby miały być ostatecznemi składnikami atomów. Gdybyśmy przypuścili, że atom jest zbudowany z cząstek α, pozostawałoby wciąż jeszcze pytanie, z czego same cząstki te się składają; jeżeli wogóle mamy tworzyć jakieś hipotezy co do budowy atomu, najlepiej odrazu uciec się do składników ostatecznych. Lecz jeżeli cząstka α nie jest

powszechnym składnikiem atomu, niema też żadnego powodu do przypuszczenia, aby istniał wogóle jakikolwiek składnik taki naładowany dodatnio: wprowadzenie „elektronu dodatniego“ nie pomogłoby nam zgoła w powiązaniu własności różnych gatunków materji.

Wobec tego wybór nasz padnie na trzecią hipotezę. Posiada ona znaczną wyższość nad wszystkiemi innemi, o tyle właśnie, że usiłuje wyjaśnić wszystkie zjawiska fizyczne i chemiczne przez własności jednego układu [a raczej jednej cegiełki] — elektronu ujemnego, który przy obecnym stanie wiedzy wydaje się prawdziwie niepodzielnym „atomem“. Ponieważ zaś atom chemiczny, jako całość, jest elektrycznie obojętny, należy w ten lub ów sposób wprowadzić ładunek dodatni, równy co do wielkości sumie ładunków wszystkich elektronów. Co do rozmieszczenia tego ładunku dodatniego nie mamy żadnych danych, najlepiej więc uczynić pod tym względem założenie możliwie ułatwiające rachunek, t. j. wyprowadzenie własności atomu z jego budowy. Założymy przeto, że elektryczność dodatnia jest rozmieszczona jednostajnie w kuli — którą nazwiemy „kulą dodatnią“—i że cały atom składa się z takiej kuli dodatniej, w której rozsiana jest pewna liczba elektronów. Takim jest model atomu pomyślany przez Kelvina i rozwinięty szczegółowo przez J. J. Thomsona. Model ten nie ma, oczywiście, być ostatnim słowem co do budowy materji; zobaczymy jednak, że umożliwia on istotnie powiązanie znacznej liczby rozmaitych faktów doświadczalnych. Gdyby nawet był znacznie mniej udatnym, musielibyśmy i tak oprzeć na nim wywody tego rozdziału, gdyż niema jeszcze żadnej ważniejszej teorji, która mogłaby z nim spółzawodniczyć.

Liczba elektronów w atomie.

2. Przedewszystkim musimy się zająć obliczeniem liczby elektronów zawartych w każdym atomie; niestety, zadanie to nie dopuszcza, jak zobaczymy, ścisłego i ostatecznego rozwiązania. Ani dedukcja analityczna wniosków z hipotezy naszej, ani też zbiór danych doświadczalnych, z któremi należy je porównać, nie są dość zupełne; pewne trudności prawdopodobnie pozostałyby jeszcze, gdyby i te nawet braki udało się usunąć. Jednym z najbardziej przekonywających sprawdzianów słuszności hipotezy fizycznej jest porównanie wyznaczonych różnemi metodami wartości liczebnych jakiejś wielkości wprowadzonej przez tę hipotezę; tak np., nie możnaby przytoczyć lepszego dowodu na korzyść teorji jonowej przewodzenia gazów nad zgodność wartości liczebnych, które otrzy-

mano na dwuch różnych drogach opisanych w § 5. rozdziału VIII. Dopóki hipotezy związane z modelem atomu nie są całkowicie zadowalające, nie możemy spodziewać się zgodności między wartościami wyprowadzonemi dla liczby elektronów w atomie na drodze różnych wywodów. Uwzględniając jednak starannie przypuszczenia, na których opierają się różne oceny, możemy, przez szczegółowe do pewnego stopnia rozważenie naszego zagadnienia, zdobyć cenne wiadomości. W myśl tych uwag zbadamy kolejno wszystkie grupy zjawisk, które za pomocą hipotezy elektronowej wytłumaczono, i zobaczymy, w jakim świetle przedstawiają nam one sprawę liczby elektronów zawartych w atomie.

Liczba elektronów: (a) według świadectwa optycznego.

3. Pierwsze źródło danych stanowi rozszczepienie optyczne (dyspersja) w ciałach przezroczystych, z którego dla zajmującej nas sprawy skorzystali Drude i J. J. Thomson. Widzieliśmy w rozdziale III., że dyspersja dowolnego ciała daje się wyrazić przez wzór

$$n^2 = b^2 + \frac{M_1}{\lambda^2 - {\lambda_1}^2} + \frac{M_2}{\lambda^2 - {\lambda_2}^2} + \frac{M_3}{\lambda^2 - {\lambda_3}^2} + \ldots + \frac{M_p}{\lambda^2 - {\lambda_p}^2} + \ldots \quad (1)$$

i że występujące w nim stałe b^2, M_1, M_2, M_3.., są związane z własnościami rozsianych w tym ciele elektronów przez

$$b^2 = 1 + \frac{4\pi N_1 {e_1}^2}{f_1} + \frac{4\pi N_2 {e_2}^2}{f_2} + \ldots \quad (2),$$

$$M_1 = \frac{4\pi N_1 {e_1}^2 {\lambda_1}^2}{f_1}, \quad M_2 = \frac{4\pi N_2 {e_2}^2 {\lambda_2}^2}{f_2}, \quad \ldots \; M_p = \frac{4\pi N_p {e_p}^2 {\lambda_p}^2}{f_p} \quad \ldots \quad (3),$$

gdzie wskaźniki 1, 2, 3.... wyróżniają wielkości przynależne różnym grupom elektronów. N_p, e_p, λ_p oznaczają liczbę elektronów grupy p na jednostkę objętości ciała, względnie ładunek każdego z tych elektronów i długość fali odpowiadajacej ich drganiom swobodnym; f_p jest s i ł ą s p r ę ż y s t ą, regulującą drgania swobodne i związaną z okresem p_p takich drgań przez wzór (11), str. 56.,

$${p_p}^2 = \frac{4\pi^2 m_p}{f_p} \quad \ldots \quad (4),$$

gdzie m_p jest masą elektronu. Pamiętając, że $\lambda_p = V p_p$, otrzymujemy z powyższych wzorów:

$$M_p = \frac{4\pi N_p e_p^2 \lambda_p^4}{4\pi^2 m_p V^2}, \text{ czyli } e_p N_p = \pi \frac{M_p}{\lambda_p^4} \cdot \frac{m_p}{e_p} \cdot V^2 \quad \ldots (5).$$

Zważmy, że w rozdziale III. „elektron" oznaczał jakąkolwiek część naładowaną atomu; następnie jednak ograniczyliśmy znaczenie tego terminu do samej tylko części naładowanej ujemnie. Według więc słownictwa, którym posługiwaliśmy się począwszy od rozdziału VII., wielkości e, N, m i t. d. dotyczyć mogą bądź to elektronu, bądź też części dodatniej atomu, pozostałej po stracie elektronu. Ponieważ całkowity ładunek ciała równa się zeru, musi też znikać suma wyrazów $e_p N_p$, t. j.

$$\Sigma e_p N_p = V^2 \pi \Sigma \frac{M_p}{\lambda_p^4} \cdot \frac{m_p}{e_p} = 0 \quad \ldots (6),$$

gdzie Σ obejmuje wszystkie wskaźniki p. Jeżeli ciało jest w zwykłym znaczeniu słowa przezroczyste, nie będzie ono miało prążków absorbcyjnych w części widzialnej widma, tak iż wszystkie prążki jego można podzielić na dwa szeregi: ultraczerwony i ultrafijoletowy. W celu uproszczenia wywodów założymy tymczasem, że w każdej z tych dziedzin widma istnieje jeden tylko prążek absorbcyjny. Oznaczając więc przez wskaźniki v, r wielkości cechujące układ, posiadający okres naturalny (swobodny) w dziedzinie ultrafijoletowej, względnie ultraczerwonej*, będziemy mieli

$$\frac{M_v}{\lambda_v^4} \cdot \frac{m_v}{e_v} + \frac{M_r}{\lambda_r^4} \cdot \frac{m_r}{e_r} = 0 \quad \ldots (7).$$

Wszystkie wielkości są tu zasadniczo dodatnie, z wyjątkiem e_v, e_r; e_v więc i e_r muszą mieć znaki przeciwne, t. j. prążki w dziedzinie ultraczerwonej i ultrafijoletowej odpowiadają drganiom układów naelektryzowanych różnoimiennie. Dalej, z doświadczenia wiadomo, że M_v/λ_v^4 jest zawsze o wiele większe od M_r/λ_r^4, tak iż e_v/m_v jest (liczebnie) o wiele większe od e_r/m_r. Stąd oczywisty wynik, że układ v jest elektronem właściwym, naładowanym ujemnie, r zaś — atomem dodatnim, t. j. dodatnio naładowaną resztą atomu. Prążki ultrafijoletowe przypisać więc należy drganiom elektronów, ultraczerwone zaś — drganiom dodatnio naładowanych atomów.

Niechaj teraz P_p będzie liczbą elektronów rodzaju p przypa-

* v=*violet* (fijoletowy), r=*red* (czerwony). Przyp. tłum.

dającą na każdą cząsteczkę ciała, W zaś jego ciężarem cząsteczkowym (molekularnym) w stosunku do atomu wodoru, wreszcie H masą atomu wodoru. Wówczas masa cząsteczki ciała będzie WH. Jeżeli d oznacza gęstość ciała, na jednostkę objętości przypada $\frac{d}{WH}$ cząsteczek. Lecz liczba ta wyraża się też przez N_p/P_p; mamy przeto

$$N_p = \frac{dP_p}{WH} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (8).$$

Ponieważ zaś według (5)

$$\frac{e_p}{m_p} = \frac{\pi V^2}{e_p N_p} \cdot \frac{M_p}{\lambda_p{}^4},$$

przeto, podstawiając wskaźnik v za p, mamy dla prążka ultrafijoletowego:

$$P_v \frac{e_v}{m_v} = \pi \frac{H}{e_v} \cdot \frac{W}{d} \cdot \frac{M_v}{\lambda_v{}^4} V^2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (9).$$

Jeżeli nie mylimy się co do tego, że układ v jest elektronem, $e_v = \varepsilon$, zaś e_v/H jest stosunkiem ładunku do masy dla jonu wodorowego, t. j. 3×10^{14}, a więc

$$P_v \left(\frac{e}{m}\right)_v = 1{\cdot}04 \times 10^{-14} \times \frac{W}{d} \cdot \frac{M_v}{\lambda_v{}^4} \times 9 \times 10^{20}.$$

Stosując ten wzór do szpatu fluorowego (CaF_2), dla którego

$$W = 78, \quad d = 3{\cdot}18, \quad M_v = 0{\cdot}612 \times 10^{-10}, \quad \lambda_v{}^2 = 0{\cdot}888 \times 10^{-10},$$

mamy $P_v \left(\frac{e}{m}\right)_v = 1{\cdot}04 \times 10^{-14} \times 24{\cdot}5 \times 0{\cdot}778 \times 10^{10} \times 9 \times 10^{20}$

$$= 1{\cdot}78 \times 10^{18}.$$

Z pomiarów dokonanych na promieniach β okazało się, że e/m posiada dla elektronu wartość $5{\cdot}6 \times 10^{17}$; z zachowania się elektronów w zjawiskach optycznych, jak np. w zeemanowskim (rozdział V.), wynikła jednak dla stosunku tego wartość znacznie mniejsza, mianowicie, około $4{\cdot}5 \times 10^{17}$. Niezgodności tej nie wyjaśniono jeszcze całkowicie. Jeżeli w ostatnim wzorze naszym położymy $P_v = 4$, otrzymamy $\left(\frac{e}{m}\right)_v = 4{\cdot}5 \times 10^{17}$. Wynikałoby stąd,

że liczba elektronów w cząsteczce szpatu fluorowego, którym przypisać należy prążek absorbcyjny w dziedzinie ultrafijoletowej, jest 4.

Podaję tu dwa inne jeszcze przykłady, które czytelnik sam może opracować.

Sylwin *(KCl)*:

$$b^2 = 4{\cdot}55, \quad M_r = 10{\cdot}747 \times 10^{-5}, \quad M_v = 1{\cdot}50 \times 10^{-10}, \quad \lambda_r{}^2 = 4{\cdot}57 \times 10^{-5},$$
$$\lambda_v{}^2 = 2{\cdot}34 \times 10^{-10}.$$
$$W = 74{\cdot}5, \quad d = 1{\cdot}95.$$

A więc: $P_v = 2$, jeżeli $\epsilon/m_v = 5{\cdot}10 \times 10^{17}$.

Sól kuchenna *(NaCl)*:

$$b^2 = 5{\cdot}18, \quad M_r = 8{\cdot}977 \times 10^{-5}, \quad M_v = 1{\cdot}85 \times 10^{-10}, \quad \lambda_r{}^2 = 3{\cdot}149 \times 10^{-5},$$
$$\lambda_v{}^2 = 1{\cdot}62 \times 10^{-10}.$$
$$W = 58{\cdot}5, \quad d = 2{\cdot}15.$$

A więc: $P_v = 4$, jeżeli $\epsilon/m_v = 4{\cdot}17 \times 10^{17}$.

Niestety cała ta sprawa nie jest w przybliżeniu nawet tak prosta, jak ją przedstawiliśmy. Założenie nasze, jakoby istnieć miał tylko jeden okres naturalny ultrafijoletowy, jak wiadomo, nie jest dopuszczalne, tak iż wyprowadzone z niego wyniki mogą być poprawne tylko co do „rzędu wielkości“, i nie możemy oczekiwać od nich liczebnie ścisłej odpowiedzi na nasze pytania. Gdybyśmy przynajmniej znali dokładnie liczbę swobodnych okresów ultrafijoletowych, zagadnienie, acz zawiłe, dałoby się ściśle rozwiązać; lecz nawet co do tego punktu nie mamy dokładnych danych. Teoretycznie (idealnie) ze wzorów (1), (2), (3) możemy znaleźć wartości wszystkich stałych b, M_p, λ_p; praktycznie jednak zupełne ich wyznaczenie jest niemożliwe. Przypisując cząsteczce cztery np. okresy swobodne, mamy dziewięć stałych (b, cztery M i cztery λ), których wartości możemy tak dobrać, aby wzór teoretyczny odpowiadał dostrzeżonej dyspersji: zawsze możemy znaleźć dla tych dziewięciu stałych takie wartości, aby krzywa teoretyczna, w granicach błędu doświadczalnego, zlewała się z dostrzeżoną, a lepszej już zgodności nie moglibyśmy otrzymać, zakładając, zamiast czterech, pięć lub więcej okre-

sów swobodnych. Gdyby więc atom zawierał więcej, niż cztery układy drgające, wiedza nasza o tym byłaby zawsze nieścisła.

Dyskusja tego zagmatwanego zagadnienia, przeprowadzona przez Drudego, jest zbyt zawiła, abyśmy ją mogli całkowicie tu odtworzyć: dość będzie wskazać jej zasadę (o której wspomnieliśmy już zresztą) i przytoczyć wyniki. Jest przecież pewien jeszcze punkt, dotyczący tej sprawy, a tak ważny, iż nie możemy go pominąć.

Z (2) i (3) mamy

$$b^2 - 1 + \frac{M_1}{\lambda_1^2} + \frac{M_2}{\lambda_2^2} + ... + \frac{M_p}{\lambda_p^2} + ... = 0 \quad . . . . . \quad (10).$$

Podstawiając po lewej stronie tego równania wartości dostrzeżone b, M_p i λ, przekonamy się, że zawsze różni się ono znacznie od zera. Niezgodność tę możemy wyjaśnić, przypuszczając, że w atomie znajdują się elektrony, które nie mają żadnego wpływu na dyspersję, dla tego że ich okresy swobodne są bardzo krótkie w porównaniu z okresem światła padającego. Grupa cząstek naładowanych *(s)* daje do wyrazu n^2 dwa przyczynki. Po pierwsze, mamy część

$$\frac{4\pi e_s^2 N_s}{f_s} = \frac{N_s e_s^2 p_s^2}{\pi m_s}$$

niezależną od długości fali światła padającego, a zawartą w b^2, po drugie, wyraz

$$\frac{M_s}{\lambda^2 - \lambda_s^2} = \frac{N_s e_s p_s^4 V^2}{\pi m_s} \cdot \frac{1}{\lambda^2 - \lambda_s^2},$$

zależny od λ, a więc wpływający na dyspersję (t. j. na zmianę n wraz z λ). Otóż, jeżeli okres swobodny grupy s jest bardzo mały, tak iż p_s i λ_s są bardzo małe, drugi wyraz jest znacznie mniejszy od pierwszego, albowiem zawiera p_s^4 zamiast p_s^2; drugi więc wyraz może być niedostępny dla pomiarów, gdy pierwszy będzie jeszcze dostrzegalny. Po lewej stronie (2) może tedy być włączony do b^2 wyraz $Ne_s^2 p_s^2/\pi m_s$; ponieważ jednak M_s będzie przyrównane zeru, nie będziemy mieli żadnego odpowiedniego wyrazu po prawej stronie. Jeżeli równanie nasze ma być słuszne, zamiast (10) musimy napisać

$$b^2 = 1 - \Sigma \frac{M_p}{\lambda_p^2} + ... + \Sigma \frac{N_s e_s^2 p_s^2}{\pi m_s},$$

czyli $$b^2 - 1 + \Sigma \frac{N_p e_p^2 p_p^2}{\pi m_p} = \Sigma \frac{N_s e_s^2 p_s^2}{\pi m_s} \quad \ldots\ldots\ldots (11).$$

Okazało się, że wyraz po prawej stronie (11) jest wcale dostrzegalny w porównaniu z wyrazami $N_p e_p^2 p_p^2/\pi m_p$; ponieważ jednak p_s jest, według założenia, znacznie mniejsze od p_p, N_s musi być znacznie większe od N_p. Z niespełnienia się równania (10) dochodzimy tedy do ciekawego wniosku, że liczba zawartych w cząsteczce elektronów o okresach swobodnych tak krótkich, iż nie mogą wpływać dostrzegalnie na dyspersję, jest o wiele większa od liczby tych, które mogą na nią wpływać.

Okazało się, jak można było oczekiwać, że liczba elektronów w cząsteczce jest wielkością „dodajną“ (addytywną), t. j. że można ją uważać za sumę liczb elektronów zawartych w atomach, z których cząsteczka się składa. W tabeli XI., zawierającej niektóre z wyników Drudego, liczby P są obliczone z pomiarów dokonanych na połączeniach chemicznych, w których występuje dany pierwiastek. Kolumna trzecia daje wartościowość chemiczną atomów.

TABELA XI.

Ciało	P (obliczone)	Wartościowość
H	1·5	1
C	3·7	4
O w postaci $C > O$	2·7	2?
O w postaci $C = O$	4·4	2?
Cl	6·2	7?
B_2	5·2	7?
I	3·9	7?
Ca	1·5	2
Na	2·0	1
Si	3·9	4

P jest tu, oczywiście, liczbą elektronów wpływających na dyspersję światła; co do liczby całkowitej elektronów wywody optyczne zgoła nas nie mogą pouczyć. Występowanie ułamków w kolumnie wartości P, wobec niepewności niektórych założeń, nieuniknionych dzięki naszej nieznajomości liczby prążków absorbcyjnych, nie powinno nas dziwić.

Liczba elektronów, (b) magnetyzm.

4. Obliczenia (str. 78—81) stałej diamagnetycznej oraz magnetyzacji paramagnetycznej nasycenia prowadziły bezpośrednio do oceny liczby elektronów w atomie, gdybyśmy tylko rozporządzali bardziej określonemi danemi co do niektórych innych w grę wchodzących wielkości. Widzieliśmy, że, jeżeli N jest liczbą atomów na jednostkę objętości ciała, P zaś liczbą orbit elektronowych w każdym atomie, r promieniem tych orbit, stała diamagnetyczna k wyraża się przez

$$k = P\frac{N\varepsilon^2 r^2}{4mV^4} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (12).$$

Jeżeli promień atomu posiada długość 10^{-8} cm., możemy przypuścić racjonalnie, że promień orbit elektronowych jest zawarty między 10^{-8} a 10^{-9}. Wówczas będzie

$$\frac{k.4mV^4}{N\varepsilon^2} \times 10^{18} > P > \frac{k.4mV^4}{N\varepsilon^2} \times 10^{16}.$$

Dla pierwiastków gazowych wartość k wynosi, jak się zdaje, około 3×10^{-29}; $N = 6 \times 10^{19}$ dla gazu dwuatomowego, tak iż P leżałoby w granicach 850 do 85000. Dla bizmutu natomiast, najbardziej diamagnetycznego, $k = 1{\cdot}4 \times 10^{-26}$, zaś $N = 5 \times 10^{22}$, tak iż P byłoby zawarte między 50 a 5000. Wszelako liczby otrzymane z pomiarów dokonanych dla ciał stałych są o wiele niepewniejsze, niż dla gazów, a to ze względu na niemożliwość wzięcia w rachubę działań wzajemnych atomów, ważnych w pierwszym, lecz nie w drugim przypadku.

Oprócz niepewności liczb dla r, jeszcze dwa inne względy uniemożliwiają wyprowadzenie z tego źródła, t. j. z danych magnetycznych, ścisłych wyników. Przedewszystkim natężenie pola magnetycznego wewnątrz atomu prawdopodobnie różni się bardzo od wartości przeciętnej, wziętej dla całego ciała, a tę tylko możemy mierzyć za pomocą naszych narzędzi. Po drugie, bynajmniej nie jest rzeczą pewną, że wszystkie elektrony krążą po orbitach; te zaś, które znajdują się w spoczynku, nie ulegają wpływom zewnętrznego pola magnetycznego, nie dają więc żadnych przyczynków do spółczynnika diamagnetycznego.

Według (11), str. 81., natężenie nasycone magnetyzacji, I, wyraża się przez

$$I = NP\frac{\varepsilon vr}{2V^2},$$

gdzie v jest prędkością obiegową elektronu. Nietylko nie jesteśmy pewni co do wartości r, lecz nie znamy zgoła v; iloczyn ich jednak, vr, jest prawdopodobnie zawarty między 1 a 10^{-2}, tak iż P leży między

$$\frac{2IV^2}{N\varepsilon} \text{ a } \frac{2IV^2}{N\varepsilon} \times 100.$$

Dla żelaza $I = 4 \times 10^{-7}$, dla niklu $= 1{\cdot}6 \times 10^{-8}$, dla kobaltu 4×10^{-8}, N zaś dla każdego z tych metali równa się około $1{\cdot}4 \times 10^{23}$; wynikałoby stąd, że P dla żelaza, niklu i kobaltu jest ujęte w granice od 15 do 1500, względnie od 0·6 do 60, 1·5—150.

Z góry możnaby oczekiwać, że wartość P otrzymana z rozważań paramagnetyzmu będzie mniejsza, niż z diamagnetyzmu, bo prawdopodobnie bardzo mały tylko ułamek zawartych w atomie elektronów składa się na pierwszy z tych skutków. W atomie żelaza osie orbit elektronowych mają wszelkie możliwe kierunki, lecz nie są na kierunki te rozmieszczone równomiernie; paramagnetyzm zaś sprawia mała tylko liczba orbit, stanowiąca przewagę w pewnym szczególnym kierunku.

Liczba elektronów, (c) przewodnictwo i ciepło właściwe.

5. Stosując do wzorów (35) i (36), str. 72., rozumowanie podobne do tego, którym posłużyliśmy się do wyznaczenia liczby elektronów z dyspersji ciała przezroczystego, Drude doszedł do wniosku, że liczba elektronów swobodnych, przypadająca na jednostkę objętości przewodzącego ciała pierwiastkowego [t. j. pierwiastka chemicznego], równa się w przybliżeniu liczbie zawartych w tejże objętości atomów; istotnie, liczba elektronów swobodnych, które wyrzuca z siebie każdy atom pierwiastka, jest zbliżona do liczby elektronów dyspersyjnych, których atom dostarcza ciału przezroczystemu.

Wynik ten posiada doniosłe znaczenie dla sprawy ciepła właściwego ciał stałych. Z każdego podręcznika elementarnego teorji gazów czytelnik się dowie, że, przy stałej objętości, ciepło właściwe gram-molekuły (t. j. liczby gramów równej ciężarowi cząsteczkowemu) gazu, który nie posiada energji intramolekularnej, równa się w przybliżeniu 3, ciepło zaś właściwe przy stałym ciśnieniu tejże masy równa się 5. Pomiary dokonane na gazach jednoatomowych prowadzą do wartości, które dobrze się zgadzają z tą przepowiednią teoretyczną, a stąd właśnie wnosimy, że gazy takie nie posiadają intraatomowej energji cieplnej. Przy stałej objętości, zarówno jak przy stałym ciśnieniu, ciepła

właściwe gram-molekuły gazu, którego cząsteczki bardziej są złożone, są większe od powyższych: energję dodatkową uważamy za energję kinetyczną atomów, poruszających się jako układy odrębne w cząsteczce. Łatwo można okazać, że w braku energji cieplnej intraatomowej (którą odróżniać należy od intramolekularnej) ciepło właściwe gram-atomu gazu nie może nigdy być większe od 3 i będzie mniejsze, niż dla wszelkich gazów o cząsteczkach złożonych. Ponieważ zaś nie dostrzeżono nigdy wartości większej od 3, twierdzić można, że żaden atom gazowy nie posiada intraatomowej energji cieplnej. Lecz według poglądów naszych energja taka może być tylko energją elektronów intraatomowych; stąd wynika, że elektrony zawarte w atomach gazu nie mają udziału w jego energji cieplnej: prędkość ruchu tych elektronów nie wzrasta, kiedy podnosimy temperaturę gazu. Wynik ten jest ważny przy rozważaniu mechanizmu emisji widm.

Z drugiej strony mamy prawo Dulonga i Petita, według którego ciepło właściwe gram-atomu pierwiastka stałego wynosi około 6·3 dla wszystkich prawie pierwiastków, a wartość ta jest przeszło dwa razy większa od wartości maksymalnej dla gram-atomu gazu. (Ciepło właściwe ciała stałego należy porównać, oczywiście, z ciepłem właściwym gazu przy stałej objętości, nie przy stałym ciśnieniu.) Lecz według kinetycznej teorji materji siła żywa cząsteczki ciała zależy jedynie od jego temperatury, nie zaś od stanu skupienia; jeżeli więc założymy, że cząsteczki ciała stałego są jednoatomowe, będziemy musieli zgodzić się na to, że połowę jego energji cieplnej stanowi energja intraatomowa; przy założeniu cząsteczek bardziej złożonych większą jeszcze część ciepła przypisać musimy energji intraatomowej.

Otóż dociekania nasze nad przewodzeniem w metalach doprowadziły nas do wniosku, iż przewodnik stały zawiera elektrony swobodne, z których każdy posiada tę samą energję kinetyczną, co cząsteczka tego ciała stałego. Jeżeli więc prawdziwym jest wynik Drudego, że liczba elektronów swobodnych równa się w przybliżeniu liczbie atomów, połowę energji cieplnej ciała stałego stanowi energja kinetyczna atomów (molekuł), drugą zaś połowę — energja kinetyczna elektronów swobodnych. Możemy tedy utożsamić energję „intraatomową“ ciała stałego z energją elektronów swobodnych, a wówczas fakt osobliwy, że atom posiada energję intraatomową w ciałach stałych, lecz nie w lotnych, wyjaśni się obecnością elektronów swobodnych w pierwszych, brakiem ich zaś w drugich.

Należy jednak wspomnieć tu o pewnej trudności. Dotychczas zakładaliśmy, że tylko przewodniki zawierają elektrony swobodne, biorące udział w ruchu nieuporządkowanym, stanowiącym ich energję cieplną; powinnibyśmy tedy oczekiwać, że „intraatomową energję cieplną“ posiadać będą tylko przewodniki i że te jedynie ciała będą posłuszne prawu Dulonga i Petita. Tymczasem, chociaż — jak się okazało — wszystkie ciała wyłamujące się z pod tego prawa są nieprzewodnikami, pewne jednak nieprzewodniki, jak siarka i fosfór, są mu posłuszne. Pomimo wszystko, nie sądzę, abyśmy z tego względu porzucić musieli powyższy sposób tłumaczenia tych zjawisk. Nietrudno wyobrazić sobie, że dane ciało może zawierać elektrony o tyle „swobodne“, że mogą brać udział w ruchu cieplnym atomów, lecz nieswobodne w tym znaczeniu, że nie mogą się poruszać pod działaniem pola elektrycznego, a więc też wpływać na przewodnictwo: elektrony takie mogły się wymknąć np. z atomów ojczystych, nie wyzwalając się jednak całkowicie z więzów ich przyciągania. Odstępstwo od prawa Dulonga i Petita dla pierwiastków takich, jak węgiel, mających za małe ciepło właściwe, przypisać można tworzeniu się cząsteczek złożonych, zawierających więcej, niż po jednym atomie.

Z drugiej jednak strony przeciw ocenie Drudego liczby elektronów swobodnych w metalach powstaje zarzut oparty na wywodach § 6., rozdz. VI. Z (11), str. 110., mamy

$$\sigma = \frac{N\varepsilon^2 l u}{4\alpha T} = \frac{l}{v} \cdot \frac{N\varepsilon^2}{2m}.$$

Dla srebra $\sigma = 5{\cdot}53 \times 10^{17}$; jeżeli liczba elektronów swobodnych równa się liczbie atomów, mamy $N = 8{\cdot}2 \times 10^{22}$, tak iż byłoby

$$\frac{l}{v} = 7{\cdot}12 \times 10^{-14}.$$

Lecz l/v jest czasem, w którym elektron przebiega swą „drogę swobodną“, a wydaje się rzeczą oczywistą, że przewodnictwo optyczne metalu nie może być identyczne z jego przewodnictwem dla prądów statecznych, chyba że czas $l:v$ jest niewiększy od połowy okresu drgania świetlnego. Rubens okazał, że dla światła o okresie $1{\cdot}1 \times 10^{-14}$ przewodnictwo optyczne jest identyczne z przewodnictwem dla prądów statecznych, a przecież, według naszego obliczenia, elektron w ciągu połowy tego okresu drgań

świetlnych nie może przebyć o wiele więcej, niż $\frac{1}{13}$ swej drogi swobodnej.

Niezgodność ta pochodzi niewątpliwie z jakiegoś błędu, tkwiącego w przypuszczeniach uczynionych co do ruchu elektronów w ciele stałym: być może, że elektrony nie mają właściwej drogi „swobodnej", na której byłyby istotnie wolne od wszelkich sił. J. J. Thomson wypracował teorję przewodzenia, wolną od dopiero co wspomnianej trudności: różni się ona znacznie od tej, którą wyłożyliśmy w rozdziale VI., chociaż opiera się na tych samych założeniach podstawowych (str. 135.).

Liczba elektronów, (d) jonizacja gazów.

6. Jak wspomniano na str. 193., Bragg doszedł do wniosku, że ilość energji niezbędnej do wytworzenia jonu jest ta sama, niezależnie od tego, z jakiego atomu jon ma powstać, i że liczba wytwarzanych jonów jest, *caeteris paribus*, proporcjonalna do pierwiastka kwadratowego ciężaru atomowego. Ponieważ jon powstaje przez wyciągnięcie elektronu z atomu, który następnie gromadzi naokoło siebie cząsteczki obojętne, przeto wynik ostatni wskazywałby na to, że liczba elektronów, które wyciągnąć można z atomu przez promienie α, jest proporcjonalna do pierwiastka kwadratowego ciężaru atomowego. Wniosek ten nie jest wszakże nieunikniony, nie wiemy bowiem napewno, czy wszystkie cząsteczki gazu przeszytego przez te promienie podlegają ich wpływom: z rachunku wykonanego na str. 193. można tylko wnosić, że, w przypadku powietrza, liczba cząsteczek zjonizowanych stanowi znaczny ułamek, niemniejszy od jednej dziesiątej, wszystkich cząsteczek, z któremi zderzają się cząstki α. Prawdopodobniejszym się wydaje, że liczba elektronów, dających się wyciągnąć z atomu przez czynniki jonizujące, zależeć będzie raczej od istoty atomu, niż od jego ciężaru, i że zmiana stosunku liczby jonów utworzonych do liczby atomów w gazie, przez który przechodzą promienie, będzie wyznaczona przez liczbę zderzeń, których doznają cząstki tych promieni w przejściu przez gaz; nie mamy żadnych dowodów bezpośrednich, aby w procesie jonizacji gazu atomy mogły tracić więcej, niż po jednym elektronie.

Chociaż jednak rozważanie liczby jonów, powstających w gazie pod wpływem odpowiednich czynników, nie prowadzi bezpośrednio do określonej oceny liczby elektronów w atomie, możemy dowiedzieć się o tej liczbie pośrednio przez badanie jonizacji gazowej. Dwie takie drogi wytknął niedawno J. J. Thomson. Pierwsza opiera się na pomiarze stosunku natężenia wzbudzonych w ga-

zie wtórnych promieni Roentgena do natężenia promieni wzbudzających. Wspomnieliśmy już, że emisję promieni wtórnych przypisać należy szarpnięciu elektronów w atomie przez przechodzący puls, a prosty rachunek, podobny do tego, który mieliśmy na str. 226./7., dałby nam związek zachodzący między natężeniem pulsu wtórnego a natężeniem głównego. Z tak otrzymanej wartości natężenia promieni wysyłanych przez każdy elektron, w połączeniu z pomiarami natężenia całego promieniowania wtórnego, wyprowadzić można bezpośrednio liczbę elektronów; tym sposobem otrzymał Thomson 25 jako liczbę elektronów zawartych w cząsteczce* powietrza. Zauważyliśmy już jednak, że przy rozważaniu jonizacji przez promienie Roentgena napotykamy trudności napozór nie do pokonania, chyba że założymy jedno z dwojga: albo, że liczba atomów wkraczających w sferę działania promieni stanowi bardzo mały ułamek wszystkich atomów obecnych w gazie, albo też, że ilość energji niezbędna do jonizacji pochodzi z jakiegoś innego źródła, a nie z pulsów stanowiących promienie Roentgena. Każde z tych założeń osłabiłoby rozumowanie, na którym opiera się wywód liczby zawartych w gazie elektronów z natężenia promieni wtórnych, tak iż, dopóki nie wyjaśni się nieco więcej mechanizm jonizacji przez promienie Roentgena, rozumowaniu temu ufać nie można.

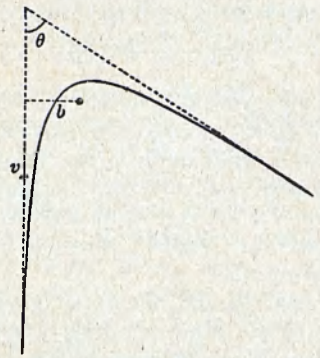
Drugi sposób rozumowania Thomsona opiera się na rozpraszaniu promieni β w przejściu przez materję. Elektrony składające się na promienie β, zbliżając się do elektronów zawartych w atomach ośrodka rozpraszającego, zostają z dróg swych odchylone; wielkość odchylenia danego elektronu zależy od jego odległości od elektronu odchylającego w chwili największego doń zbliżenia się. Jedne więc elektrony doznają większego, drugie — mniejszego odchylenia; kiedy jednak każdy z nich dozna już znacznej liczby odchyleń, promienie, które wpadły do ośrodka w postaci pęczka równoległego, rozproszą się równomiernie we wszystkich kierunkach. Zmierzywszy grubość warstwy ośrodka, niezbędną dla całkowitego rozproszenia promieni, można tedy ocenić liczbę elektronów przypadających na daną objętość. Całkowite obliczenie związku między temi dwiema wielkościami by-

* Jeżeli można mówić o „cząsteczce“ (molekule) powietrza, które jest mieszaniną. W liczbie powyższej należy upatrywać przeciętną dla tlenu, azotu i małych domieszek innych gazów, zawartych w powietrzu. Przyp. tłum.

łoby nader zawiłe; możemy tu atoli naszkicować z gruba sposób odpowiedniego rozumowania.

Jeżeli b jest długością prostopadłej spuszczonej z odchylającego (nieruchomego, według założenia) elektronu na linję zbliżania się* elektronu odchylanego, m masą, v prędkością elektronu [t. j. prędkością, którą posiadał, zanim zaczął ulegać dostrzegalnie wpływom elektronu spoczywającego], kąt odchylenia θ [rys. 24.] wyraża się przez wzór

$$\sin^2\frac{\theta}{2}=\frac{1}{1+\frac{b^2v^4}{\varepsilon^4}m^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (13).$$



Rys. 24.

Podstawiając tu za ε i m znane ich wartości, przypisując v wartość $1{\cdot}6\times10^{10}$, odpowiadającą promieniom β wysyłanym przez uran, mamy dla $b=10^{-11}$, 10^{-12}, 10^{-13} cm.
odpowiednio: $\theta=3^0$, 73^0, 161^0.

Dostrzegalnego odchylenia doznają więc tylko te cząstki β, dla których b nie jest znacznie większe od 10^{-12} cm.; zadowalając się grubą oceną, możemy powiedzieć, że promienie będą rozproszo-

* Przez „linję zbliżania się“ *(line of approach)* rozumieć tu, oczywiście, należy przedłużenie owej drogi prostej, po której elektron biegł, kiedy znajdował się jeszcze w stosunkowo znacznej odległości od elektronu odchylającego. Rys. 24. tłumaczy to zresztą najlepiej.
Przyp. tłum.

ne całkowicie, dopiero kiedy każda ich cząstka zbliżyła się pięć razy do elektronu odchylającego na odległość b niewiększą od 10^{-12}. Niechaj d będzie grubością warstwy rozważanego ciała, niezbędną do całkowitego rozproszenia promieni, N zaś niech oznacza liczbę elektronów na jednostkę objętości tegoż ciała, tak iż warstwa o podstawie 1 cm.^{2} i grubości d zawierać będzie Nd elektronów. Jeżeli naokoło tych wszystkich elektronów zatoczymy koła o promieniu 10^{-12} cm., prostopadłe do pierwotnego kierunku promieni, całkowita powierzchnia tych kół będzie zawierała $Nd\pi \times 10^{-24}$ cm.^{2}; jeżeli każdy z elektronów stanowiących promienie β przeszedł pięciokrotnie w odległości równej 10^{-12} cm. lub mniejszej od elektronu odchylającego, całkowita powierzchnia tych kół musi być około pięciu razy większa od przekroju warstwy [t. j. od 1 cm.^{2}], a więc

$$Nd\pi \times 10^{-24} = 5.$$

Nie rozporządzamy, niestety, należytemi pomiarami grubości warstwy wymaganej do zupełnego rozproszenia promieni β, lecz z pewnych pomiarów dokonanych przez CROWTHERA wolno może wnioskować, że dla glinu $d = 0{\cdot}01$ cm. Godząc się na tę wartość, mielibyśmy dla glinu $N = 1{\cdot}6 \times 10^{26}$; ponieważ zaś jednostka objętości tego metalu zawiera 9×10^{22} atomów, tedy atom glinu zawierałby 1800 elektronów.

Wywody powyższe są nadzwyczaj grube, lecz wynik ich wskazuje prawdopodobnie rząd wielkości zajmującej nas liczby. Gdy posiądziemy dane doświadczalne, na których oprzeć należy rachunek powyższy, metoda ta oceny liczby elektronów w atomie da nam prawdopodobnie bardziej określone wyniki, niż wszelka inna.

Liczba elektronów, (e) masa.

7. Kiedy doświadczenia Kaufmanna wskazały, że elektron zawdzięcza swą masę ładunkowi swemu i że jego energja kinetyczna jest energją magnetyczną pola otaczającego ten ładunek w ruchu, fizycy, całkiem naturalnie, posunęli się natychmiast do dalszego wniosku, że nietylko masa elektronu, lecz masy wszelkich ciał materjalnych mają podobne pochodzenie. Do najnowszych, zdaje się, czasów wszyscy, którzy śledzili rozwój teorji elektronowej, przyjmowali milcząco, że masa atomu jest sumą mas zawartych w nim elektronów, że więc liczba (P) elektronów w atomie wyraża się przez

$$P = A\frac{M}{m} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (14),$$

gdzie M jest masą atomu wodoru, A ciężarem atomowym rozważanego pierwiastka, m zaś masą elektronu. (Wspomnieliśmy już, że masa elektronu nie jest wielkością niezmienną, lecz zależy od jego prędkości; prędkość jednak elektronów w atomie jest zapewne tak mała, iż masa każdego z nich różni się niedostrzegalnie tylko od wartości odpowiadającej ruchowi nieskończenie powolnemu.*)

Później poddano prawomocność tego wniosku pewnej wątpliwości. Co prawda, zarzutów tych, zdaniem moim, nie poparto należycie; ponieważ jednak z dalszych badań może się okazać, iż liczba elektronów tak wielka, jakiej wymaga wzór (14), jest niedopuszczalna, warto więc rozważyć tu również alternatywy powyższego poglądu.

Przedewszystkim możnaby założyć, że masa ciał materjalnych nie jest pochodzenia elektromagnetycznego, lecz jest „masą mechaniczną“ innej natury. Ale orzeczenie takie odsuwa tylko całą sprawę i przysłania właściwe wyjście: celem nauki jest koordynowanie różnych zjawisk, a, uważając rozróżnianie pomiędzy zjawiskami widocznie podobnemi za rzecz podstawową, gwałcimy kanony [prawidła] wszelkiej szkoły myślenia naukowego. Żaden fizyk nie może uważać takiego rozwiązania sprawy, które nie sprowadza w pewnej mierze masy elektromagnetycznej i mechanicznej do jakiejś spólnej zasady,** za ostateczne i zadowalające.

Lecz jeżeli cała nawet masa atomu jest elektromagnetyczną, mamy jeszcze do wyboru dwa różne założenia: (a) możemy przypuścić, że zasada zachowania masy nie jest prawdziwa, t. j. że,

* t. j. prędkości v tak małej, iż kwadrat jej stosunku do prędkości światła, v^2/V^2, zaniechać można wobec jedności. Przyp. tłum.

** Autor wyraża tu pogląd, bardzo wprawdzie rozpowszechniony, lecz nieco przyciasny. Znacznie szerzej zaczęto zapatrywać się na tę sprawę na tle nowoczesnego relatywizmu. Szczupłe ramy przypisku nie pozwalają mi rozwinąć tu tej uwagi, ani też objaśnić jej należycie. Wspomnę tylko, że nic nie zmusza nas do uważania za czysto elektromagnetyczną nietylko masy atomu, ale nawet właściwego elektronu; według zasad relatywistycznych wraz z prędkością zmienia się wszelka masa, nietylko „elektromagnetyczna“, i to nawet w sposób jednakowy i zgodny z wynikami najnowszych dostrzeżeń nad promieniami β. Przyp. tłum.

chociaż atom zawdzięcza swą masę elektronom, masa ta nie jest sumą mas elektronów wziętych z osobna [masa elektromagnetyczna układu elektronów n i e równa się sumie mas elektromagnetycznych poszczególnych elektronów; równość ta zachodzi, w przybliżeniu, tylko wówczas, kiedy wzajemne odległości elektronów są stosunkowo wielkie], (b) albo też możemy założyć, że część masy atomu pochodzi od składnika naładowanego dodatnio, a więc np. od thomsonowskiej „kuli dodatniej". Ponieważ promień tej kuli (który przyrównać należy promieniowi atomu, t. j. około 10^{-8} cm.) jest bardzo wielki w porównaniu z promieniem elektronu, przeto—w myśl uwag uczynionych na str. 201.— kuli tej nie możnaby przypisać żadnej dostrzegalnie wielkiej masy pochodzenia elektromagnetycznego. Tak jedno, jak drugie założenie, o ile je przyjmiemy, zmusi nas do rewizji poglądów naszych na zasadnicze prawa elektromagnetyzmu; w następnym wszakże rozdziale zobaczymy, że granice nieznajomości naszej tych praw są bardzo obszerne, tak iż żadnemu z dwuch ostatnich sposobów wyjaśnienia masy atomu nie można uczynić stanowczego zarzutu. Tymczasem jednak, zdaniem moim, najlepiej będzie wytrwać jeszcze w zaufaniu do przyjętych praw zasadniczych pola elektromagnetycznego i zgodzić się na to, że liczba elektronów w atomie wyraża się przez wzór (14), chyba że przyszłe badania zadadzą mu kłam stanowczy.

Wzór ten i pogląd, na którym on się opiera, moglibyśmy sprawdzić, gdybyśmy rozporządzali dość ścisłemi pomiarami ciężarów atomowych; skoro bowiem masa atomu ma być sumą mas zawartych w nim elektronów, masa ta powinna być wielokrotnością całkowitą masy elektronu; ponieważ jednak masa elektronu stanowi mniej, niż jedną tysiączną masy atomu wodoru, a masy niewielu tylko, jeżeli jakichkolwiek wogóle, atomów są nam znane z dokładnością do jednej tysiącznej, przeto na wywodach tych nie możnaby oprzeć żadnego wiarogodnego wniosku.

Każdemu dziwnym wydać się musi, że, skoro atom wodoru ma zawierać przeszło 1000 elektronów, nigdzie nie napotykamy atomu prostszego, złożonego z mniejszej liczby elektronów. Lecz trudność taka nie jest właściwością tej tylko teorji; również trudno pojąć, dlaczego nie miałaby istnieć kula dodatnia [bez elektronów], posiadająca masę mniejszą od atomu wodoru. Mimochodem pragnąłbym tu zauważyć, że, ponieważ, według licznych świadectw, masy atomów różnych pierwiastków nie są wielokrotnościami masy atomu wodoru, nie możemy uważać atomu

za układ zbudowany z „elektronów dodatnich“ o masach równych masie atomu wodoru, chyba że zarzucimy zasadę zachowania masy dla ustrojów istniejących wewnątrz atomu.

Zagadnienia te możnaby wyświetlić, gdyby dały się zbadać doświadczalnie zmiany masy ciała materjalnego* przy zmianach jego prędkości; takie doświadczenia wydają się jednak nieprzezwyciężenie trudne, nie można bowiem oczekiwać dostrzegalnej zmiany masy przy prędkości ciała mniejszej od 10^{10} cm. na sekundę, gdy tymczasem prędkość atomu wodoru przy najwyższej dającej się osiągnąć temperaturze sięga zaledwie 6×10^5 cm./sek.; tym mniejszą można pokładać nadzieję w grubszych cząstkach materji. Żeby miligram materji wprawić w ruch z prędkością 10^{10} cm. na sekundę, musielibyśmy udzielić mu energji 30 razy większej od energji pocisku najnowszego działa dwunastocalowego (850 funtów, o prędkości początkowej 2900 stóp na sekundę), wytworzonej przez wybuch 220 funtów kordytu.**

Liczba elektronów, (f) promieniotwórczość.

8. Dolną granicę (minimum) liczby elektronów zawartych w atomie promieniotwórczym można ocenić z energji wyzwalanej w procesach promieniotwórczych. Fizycy doszli do wniosku, że energja ta ma źródło w budowie wewnętrznej atomu; godząc się więc na powyższy model atomu, musimy wymagać, aby atom zawierał liczbę elektronów, dostateczną do wydzielania tej energji.

Wewnętrzna energja atomu jest prawdopodobnie poczęści kinetyczną, poczęści potencjalną, elektrostatyczną, odpowiadającą rozdziałowi różnoimiennie naładowanych części atomów; pewne rozumowania ogólne przemawiają za tym, że energja kinetyczna nie jest większa od potencjalnej. Energja elektrostatyczna każdego elektronu wewnątrz kuli dodatniej, posiadającej ładunek całkowity $P\varepsilon$ (gdzie P jest liczbą elektronów w atomie), wyraża się przez $\frac{P\varepsilon^2}{2a}$, jeżeli a jest promieniem kuli dodatniej, czyli, jak założyliśmy, promieniem atomu. Energja więc elektrostatyczna wszystkich P elektronów nie może być większa od $\frac{P^2\varepsilon^2}{2a}$, energja

* t. j. atomu lub cząsteczki; dla elektronów swobodnych uczyniono to już (promienie katody, promienie β). Przyp. tłum.

** Funt angielski=453·59 gr., stopa angielska=30·48 cm. Przyp. tłum.

zaś całkowita, t. j. potencjalna i kinetyczna, nie może być większa od $\frac{P^2\varepsilon^2}{a}$.

Otóż gram radu w ciągu całego życia swego wyzwala $1{\cdot}6 \times 10^9$ kalorji gramowych, czyli $6{\cdot}7 \times 10^{16}$ ergów. Atom radu posiada masę 225 razy większą, niż atom wodoru, t. j. równą $2{\cdot}5 \times 10^{-22}$ gr.; każdy więc atom radu wydziela $1{\cdot}7 \times 10^{-5}$ ergów energji. Ilości energji wydzielane przez inne atomy promieniotwórcze są prawdopodobnie tegoż rzędu, chociaż trwanie tej emisji, czyli długość życia różnych atomów waha się w bardzo obszernych granicach.

Mamy przeto

$$\frac{P^2\varepsilon^2}{a} > 1{\cdot}7 \times 10^{-5}, \quad \varepsilon = 3{\cdot}4 \times 10^{-10}, \quad a = 10^{-8}\,\text{cm.},$$

t. j.

$$P > 1220.$$

Liczba ta jest z pewnością znacznie niedoceniona; na każdy bowiem z elektronów nie działa sama tylko, jak założyliśmy, kula dodatnia, lecz i inne też rozsiane w niej elektrony ujemne, w części zobojętniające działanie tej kuli. Przeceniliśmy więc siły elektryczne działające na każdy z elektronów, tym samym zaś odpowiadającą mu energję elektrostatyczną; niedoceniliśmy więc liczby elektronów niezbędnej do dostarczenia energji wyzwalanej. Otrzymamy lepsze przybliżenie, skoro uwzględnimy, że nie jest prawdopodobne, aby jakikolwiek z rozsianych w atomie elektronów posiadał energję większą od tej, która jest niezbędna do wyzwolenia go z więzów atomu. Tę ilość energji znamy już: jest to energja jonizacji, którą na str. 195. oceniliśmy na $4{\cdot}2 \times 10^{-11}$ ergów. Podstawiając tę wartość, mamy dla atomu radu

$$4{\cdot}2 \times 10^{-11} P = 1{\cdot}7 \times 10^{-5},$$

a więc

$$P = 4 \times 10^5.$$

Zauważmy, że liczba ta nie różni się znacznie od liczby, którą dałby wzór (14), opierający się na założeniu, że całkowita masa atomu radu jest sumą mas zawartych w nim elektronów ($4{\cdot}2 \times 10^5$).

Wywody tego paragrafu stosują się, oczywiście, tylko do atomów promieniotwórczych; ponieważ jednak pierwiastki promieniotwórcze różnią się od innych pierwiastków chemicznych tylko swą promieniotwórczością, nieusprawiedliwionym byłoby więc przypuszczenie, że budowa ich atomów jest zasadniczo różna.

Streszczenie.

9. Te z powyższych argumentów, na których — ze względu na dokładność danych doświadczalnych i pewność wprowadzonych do rachunków przypuszczeń — najbardziej można polegać, opierają się na dyspersji optycznej, na przewodnictwie i liczbie jonów wytwarzanych w gazie oraz, w mniejszym stopniu, na paramagnetyzmie. Wszystkie te wywody zgadzają się z sobą o tyle, że dają dla liczby elektronów w atomie wartość małą, nie przekraczającą dziesięciu, gdy bardziej wątpliwe dają wartości o wiele większe, sięgające kilku, a nawet kilkuset tysięcy. Nie należy jednak stąd wnosić, że druga grupa obliczeń musi koniecznie być błędna, albo też, że odchylenie jej od pierwszej jest oznaką jakiejś istotnej sprzeczności. Liczby, na których bardziej można polegać, są wyrazem oceny minimalnej; elektrony biorące udział w zjawiskach, na których ocena ta się opiera, mogą stanowić tylko mały ułamek wszystkich elektronów obecnych. Istotnie, zaznaczony na str. 241. wynik Drudego popiera tego rodzaju przypuszczenie. „Elektrony dyspersyjne“ są to te elektrony, które posiadają okresy drgań swobodnych znacznie krótsze od reszty zawartych w atomie elektronów, które więc, według (9), str. 56., podlegać też muszą mniejszym siłom wstrzymującym, niż inne, mogą przeto najłatwiej być wytrącone z atomów i zjawiać się w metalu w postaci elektronów swobodnych albo też tworzyć jądra jonów gazowych. Przychodzimy tedy do wniosku, że w każdym atomie jest szczupła garstka elektronów, pozostających w osobliwym stosunku do innych części atomu i dających się zeń wytrącić łatwiej, niż inne elektrony. Być może, że osobliwość ta jest tylko pozorna; skoro bowiem oderwał się już jeden elektron, wytrącenie następnego wymagać będzie większej siły do pokonania przyciągania dodatnio naładowanej reszty atomu; wobec pewnych jednak rozważań, które poznamy w rozdziale następnym, staje się prawdopodobnym, że osobliwość ta wypływa z pewnej ważnej cechy budowy atomu.

Przy obecnym stanie wiedzy naszej nie można osiągnąć żadnego określonego wyniku co do liczby wszystkich elektronów zawartych w jakimkolwiek atomie, lecz przypuszczenie, że liczba ta wyraża się przez wzór (14), t. j. że masa atomu jest sumą mas zawartych w nim elektronów, tyle ma uroku, iż w braku stanowczych dowodów przeciwnych warto — zdaniem naszym — przyjąć je chociażby prowizorycznie.

Gdyby liczba ta dała się obliczyć z pewnością, z wyżej przy-

jętego modelu atomu możnaby idealnie [t. j. z pominięciem bardzo poważnych trudności matematycznych] wyprowadzić ugrupowanie zawartych w nim elektronów, a więc też wszelkie własności atomu; istotnie jednak odpowiedni rachunek nie dałby się praktycznie przeprowadzić, gdyby nawet elektrony znajdowały się w spoczynku. Ponieważ co najmniej niektóre z nich krążą po orbitach zamkniętych z nieznanemi prędkościami, wyznaczenie konfiguracji elektronów w atomie jest zgoła niemożliwe. Tymczasem nic nam nie pozostaje, jeno — w świetle naszej teorji — badać starannie wszelkie dostępne własności atomów, stwierdzać, o ile teorja może te własności tłumaczyć, i oględnie wprowadzać nowe hipotezy w celu usunięcia wszelkich napotykanych na tej drodze odchyleń lub niezgodności. Rozpatrzymy przeto dalsze dowody dotyczące budowy atomów, zaczynając od dwuch najważniejszych źródeł tego rodzaju materjału dowodowego: od chemji i spektroskopji.

Bibljografja do rozdziału X.

Pierwszą wskazówkę do naszkicowanego w rozdziale tym modelu atomu znajdzie czytelnik we wspomnianej już rozprawie Thomsona o promieniach katodowych, Phil. Mag. (5) XLIV., str. 310. i t. d., 1897 (*A.* i *L.* str. 779): rozwinięciem tego modelu zajmiemy się w następnym rozdziale.

Co do sprawy liczby elektronów w atomie odsyłam czytelnika do prac następujących:

Drude, An. der Phys. XIV., str. 677—725 i 936—961, 1904. (Pełne streszczenie wyników znajdzie czytelnik na str. 958—961.)

J. J. Thomson, Phil. Mag. (6) XI., str. 769—781, 1906.

N. R. Campbell, Proc. Camb. Phil. Soc. XIV., 287, 1907.

ROZDZIAŁ XI.

DOWODY CHEMICZNE.

Chemja i elektroliza.

1. Już od czasów Berzeliusa przyjmowano powszechnie, że łączenie się dwuch pierwiastków w związek chemiczny zachodzi dzięki wzajemnemu przyciąganiu się elektrycznemu atomów tych pierwiastków. Teorja ta opiera się, oczywiście, na zjawiskach elektrolizy. Gdy prąd elektryczny płynie przez rozczyn chlorku sodu, sód wędruje ku elektrodzie ujemnej, chlor zaś ku dodatniej, t. j. sód zachowuje się, jak gdyby był naładowany dodatnio, chlor ujemnie. Nie można tedy oprzeć się wnioskowi, że połączenie sodu z chlorem tworzy się dzięki wzajemnemu przyciąganiu się ich różnoimiennie naelektryzowanych atomów.

Według tego poglądu pierwiastki można podzielić z gruba na dwie wielkie klasy: pierwiastki elektrododatnie i elektroujemne. Klasa pierwsza zawiera pierwiastki, jak sód, wapń, żelazo, których jony elektrolityczne posiadają ładunek dodatni; do drugiej należą pierwiastki, takie jak chlor, których jony są obdarzone ładunkiem ujemnym. Niektóre pierwiastki, jak węgiel lub azot, wcale nie są znane w postaci prostych jonów; zaliczamy je bądź to do pierwszej, bądź do drugiej klasy, zależnie od tego, czy ich zachowanie się chemiczne przypomina jakiś pierwiastek wybitnie elektrododatni, względnie elektroujemny.

Zjawiska elektrolityczne prowadzą do [elektrycznego] pojęcia wartościowości. Wartościowość danego pierwiastka jest to liczba ładunków elektronowych (ε), którą posiada jego atom, kiedy staje się jonem elektrolitycznym. Ponieważ ładunek ten może mieć znak jeden lub drugi, będziemy mówili o wartościowości dodatniej lub ujemnej: wapń posiada wartościowość dodatnią dwa

(+2), chlor ujemną jeden (−1). Określenie zaś wartościowości pierwiastka, nie tworzącego jonów, wynika z uwagi, że liczba jonów, z któremi jakikolwiek dany jon może się łączyć, jest taka, iż wartościowość całkowita (suma algiebraiczna wartościowości składników) cząsteczki wynikającej z połączenia równa się zeru: tak np. jeden atom wapnia (+2) łączy się z dwoma atomami chloru (−1). Rozciągając tę zasadę do pierwiastka takiego, jak węgiel, powiemy, że posiada on wartościowość +4, gdy łączy się z czterema atomami chloru (−1), dając CCl_4, że natomiast wartościowość jego jest −4, kiedy łączy się z czterema atomami wodoru (+1), tworząc CH_4. W tej zmienności liczby, wyrażającej wartościowość danego pierwiastka, wraz z warunkami, w których on się znajduje, niema nic sprzecznego ze zwykłemi pojęciami chemicznemi.

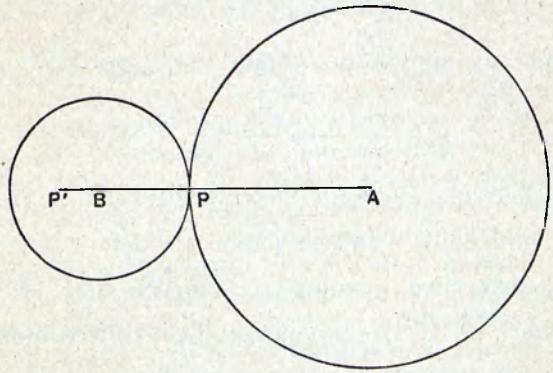
Według wyłożonej w poprzednich rozdziałach teorji, atom ładuje się dodatnio lub ujemnie, tracąc lub nabywając elektrony ponad liczbę niezbędną do zobojętnienia ładunku jego części dodatniej [np. kuli dodatniej w modelu Kelvina i J. J. Thomsona]. Różnice więc pierwiastków, co do ich stosunków chemicznych, pochodzą od różnicy liczb elektronów, które w danych okolicznościach mogą stracić lub nabyć. Połączenie chemiczne jest układem obojętnym, złożonym z dwuch lub większej liczby atomów, z których jedne nabyły elektrony stracone przez drugie i które są spojone z sobą dzięki elektrycznemu przyciąganiu się części różnoimiennie naładowanych. Podczas tworzenia się takiego połączenia z pierwiastków składowych elektrony, przechodząc z atomów elektrododatnich do elektroujemnych, tracą naogół energję elektrostatyczną i nabywają siły żywej, która zjawiać się może jako ciepło reakcji, zupełnie jak energja kinetyczna, nabyta przez elektrony swobodne metalu podczas ich ruchu w polu elektrycznym, występuje w postaci energji cieplnej tego przewodnika. Im potężniejsze są siły ciągnące elektron z atomu elektrododatniego do ujemnego, tym większej nabywa on w przejściu energji kinetycznej; możemy więc, podobnie jak w zwykłej teorji „powinowactwa chemicznego“ (która powtarza tylko fakty w takiej formie, iż zaciemnia ich znaczenie), w cieple reakcji upatrywać miarę „chemicznego przyciągania się“ dwuch różnych pierwiastków; z dwuch reakcji, możliwych w danych warunkach, odbędzie się ta, której odpowiada większe ciepło reakcyjne.

Aby podciągnąć więc fakty chemiczne pod teorję elektronową materji, rozwiązać należy dwa zagadnienia główne: po pierw-

sze, wytłumaczyć różne wartościowości rozmaitych pierwiastków, t. j. ustanowić związek między dążnością atomu do pozbywania się lub nabywania elektronów a innemi jego własnościami, po drugie, zdać sprawę z wpływu stanu fizycznego oddziaływających na się ciał na przebieg reakcji.

Istota wartościowości. Wielkość atomów.

2. Istnieje w budowie atomów pewna bardzo prosta różnica, do której, w części przynajmniej, można sprowadzić różnicę łatwości tracenia lub przybierania elektronów przez atomy: łatwo, mianowicie, okazać, że atomy mniejsze będą miały dążność do przybierania elektronów kosztem atomów większych. Weźmy przypadek możliwie najprostszy — dwa stykające się z sobą atomy, z których każdy zawiera po jednym elektronie, i obliczmy, przy



Rys. 25.

jakim stosunku promieni atomów elektron zacznie opuszczać atom większy, dążąc ku mniejszemu. Zakładamy, jak zwykle, że kule dodatnie posiadają ładunki równe liczebnie ładunkom zawartych w nich elektronów.

Niechaj a będzie promieniem większego atomu, b — mniejszego [a zarazem kul dodatnich], A środkiem pierwszego, B drugiego, P zaś punktem ich styczności. Kiedy elektron ma przejść właśnie z atomu większego do mniejszego, znajdować się będzie w równowadze w punkcie P. Elektron w atomie mniejszym odsunie się od P, dzięki odpychaniu elektronu wynurzającego się

z większego, i znajdzie się w równowadze, powiedzmy, w punkcie P′, takim iż $BP' = x$.

Wówczas siły działające na elektron w P będą:

(1) przyciąganie ku A, dzięki atomowi większemu, o wielkości $\frac{\varepsilon^2}{a^2}$,

(2) przyciąganie $\frac{\varepsilon^2}{b^2}$ ku B, dzięki atomowi mniejszemu,

(3) odpychanie ku A dzięki elektronowi znajdującemu się w P′, o wielkości $\frac{\varepsilon^2}{(b+x)^2}$.

Skoro elektron w P jest w równowadze, między a, b, x zachodzić musi związek:

$$\frac{\varepsilon^2}{a^2} + \frac{\varepsilon^2}{(b+x)^2} = \frac{\varepsilon^2}{b^2}.$$

W podobny sposób otrzymamy jako warunek równowagi elektronu w P′:

$$\frac{\varepsilon^2}{(a+b+x)^2} + \frac{\varepsilon^2 x}{b^3} = \frac{\varepsilon^2}{(b+x)^2},$$

gdyż kula dodatnia o promieniu r wywiera na elektron znajdujący się w odległości d od jej środka siłę $\frac{\varepsilon^2 d}{r^3}$.

Mamy tedy dwa równania, z których dają się wyznaczyć dwa stosunki: $\frac{b}{a}$ i $\frac{x}{a}$. Drogą kolejnych przybliżeń można znaleźć, jako jedynie fizycznie dopuszczalne rozwiązanie naszego zadania, $\frac{b}{a} = 0{\cdot}695$, $\frac{x}{a} = 0{\cdot}271$. Mniejszy więc atom będzie mógł odebrać większemu elektron, gdy promień jego stanowić będzie 0·695 promienia większego [i odbierze mu go istotnie przy $\frac{b}{a} < 0{\cdot}695$].

Według poprzednio nakreślonej teorji, atomy nie zawierają po jednym, lecz po wiele tysięcy elektronów, tak iż zadanie istotnie, nawet w przybliżeniu, nie jest tak proste, jak w dopiero co rozważonym przypadku; prawdopodobnie jednak dążność mniejszego z dwuch podobnie zbudowanych atomów do nabywania elektronów kosztem większego dałaby się dowieść dla atomów zawierających dowolną liczbę elektronów. Być może, że siły rze-

czywiście działające na elektrony nie różnią się tak bardzo od wyprowadzonych w prostym naszym przykładzie ilustracyjnym, jak na pierwszy rzut oka zdawaćby się mogło. Widzieliśmy, że odróżniać należy elektrony dyspersyjne, luźne, od niedyspersyjnych, silniej przykutych do atomu; z pierwszemi też należałoby, naturalnie, utożsamić elektrony walencyjne (wartościowe), t. j. te, których przejście z jednego do drugiego atomu odgrywa zasadniczą rolę przy połączeniach chemicznych. Dane zaś spektralne wskazują, że siły działające na te elektrony są zbliżone do tych, które działałyby na nie, gdyby tylko te elektrony znajdowały się w kuli o ładunku całkowitym dodatnim, równym liczebnie sumie ładunków tychże elektronów dyspersyjnych. Elektrony nie-walencyjne [nie biorące udziału w wartościowości] są, jak się zdaje, rozmieszczone niemal jednostajnie w atomie i zobojętniają działanie na elektrony walencyjne tej części ładunku dodatniego, która równa się liczebnie sumie ich własnych ładunków.

Istnieje, jak wiadomo, ścisły związek między wartościowością pierwiastków a ich objętością atomową, taki właśnie, jaki nasunęło nam powyższe rozumowanie. (Objętość atomowa, t. j. iloraz ciężaru atomowego przez ciężar właściwy pierwiastka w stanie stałym, zgadza się co do rzędu wielkości z objętością atomu wynikającą z kinetycznej teorji gazów). Istotnie, objętość atomowa pierwiastków należących do jednej grupy chemicznej rośnie wraz z ciężarem atomowym, a przyrostowi ciężaru atomowego towarzyszy wzmaganie się „elektrododatniości“ pierwiastka. Tak np. z metali alkalicznych najbardziej elektrododatnim jest cez, który ma też największy ciężar atomowy, najmniej zaś elektrododatnim jest lit, o atomie najlżejszym. Z pierwiastków halogenowych najbardziej elektroujemnym (a tym samym najmniej elektrododatnim) jest fluor, najmniej elektroujemnym jod. Grupa azotowa stanowi jeszcze bardziej uderzający przykład. Atom najlżejszy [z tej grupy]—atom azotu, jest zazwyczaj elektroujemny, gdy tymczasem najcięższy — atom bizmutu jest zwykle elektrododatni; w tym wszakże przypadku nie można klasyfikować pierwiastków wprost według ich zachowywania się przy elektrolizie, lecz należy uczynić to na drodze pośredniej, opierając się na materjale chemicznym. Ponieważ elektrododatniemi są te pierwiastki, które mają dążność do pozbawiania się elektronów, elektroujemnemi zaś te, które usiłują je nabyć, przeto, według powyższej teorji, atomy pierwszych powinny być większe od dru-

gich, co też odpowiada rzeczywistości. Tak dalece więc prawidło wyprowadzone z budowy naszego atomu hipotetycznego zgadza się z faktami.

Istota wartościowości. Budowa atomów.

3. Wszelako różnica wielkości nie zdoła jeszcze wyjaśnić całej sprawy; kiedy bowiem objętości atomowe metali alkalicznych są większe, niż każdej innej grupy, objętości atomowe w grupie halogenowej (najbardziej elektroujemnej) następują po nich bezpośrednio. Oczywista, że na wartościowość w znacznym stopniu musi wpływać sposób ugrupowania elektronów w atomie. Wartościowość jest wyznaczona przez wielkość atomu jedynie tylko dla pierwiastków mających podobną budowę. Zanim jednak przejdziemy do rozważenia konfiguracji elektronów, musimy uczynić jeszcze jedną lub dwie dalsze uwagi ogólne co do istoty „wartościowości".

Należy przedewszystkim uprzytomnić sobie odróżnienie między wartościowością dodatnią a ujemną, zaciemnione przez większość teorji chemicznych: pierwiastek o wartościowości dodatniej ma dążność do pozbywania się, pierwiastek o wartościowości ujemnej — do zyskiwania elektronów. Z powyższej dyskusji wynika w sposób oczywisty, że cechę określającą wartościowość dodatnią atomu stanowi liczba zawartych w nim elektronów „dyspersyjnych", czyli „walencyjnych": te i tylko te można wyciągnąć z atomu, zostawiając mu ładunek dodatni, równy liczebnie sumie ładunków odebranych mu elektronów.

Niełatwo powiązać wartościowość ujemną atomu (t. j. liczbę elektronów, które może przybrać) z jakąkolwiek z innych jego własności; pewien wszakże związek ustanowić możemy, skoro uwzględnimy, że pierwiastki, mające wartościowość ujemną, zwykle, acz niezawsze, posiadają też wartościowość dodatnią, która objawia się w sprzyjających okolicznościach. Tak np. węgiel, mający wartościowość -4 w połączeniu CH_4, ma wartościowość $+4$ w CCl_4; podobnie też fosfór -3 w PH_3, zaś $+5$ w PCl_5; siarka -2 w SH_2, prawdopodobnie zaś $+6$ w SO_3; jod -1 w HI, lecz, jak utrzymywano, $+7$ w I_2O_7: suma arytmetyczna największej wartościowości dodatniej i największej ujemnej nie przekracza, dla żadnego pierwiastka, ośmiu. Suma wartościowości dodatniej i ujemnej równa się liczbie elektronów walencyjnych, które atom może zawierać: jest to suma tych, które należą do atomu, i tych, które przybiera on zzewnątrz. Zdaje się, że osiem jest największą liczbą elektronów walencyjnych, które jakikol-

wiek atom wogóle zawierać może, i że w reakcjach chemicznych każdy atom stara się zredukować liczbę swych elektronów walencyjnych do zera (wartościowość dodatnia) lub też zwiększyć do ośmiu (wartościowość ujemna).

Dotychczas nie wspomnieliśmy wcale o grupie pierwiastków, złożonej z gazów obojętnych (inercyjnych), helu, argonu i t. d. Niejednokrotnie usiłowano odkryć jakąś reakcję chemiczną, w której gazy te biorą udział, nie zdołano jednak znaleźć żadnego dowodu, że mogą one tworzyć związki odznaczające się stałością składu, która stanowi najważniejszą cechę charakterystyczną związku chemicznego; ponieważ zaś nie mogą zgoła tworzyć takich związków, należy im przypisać wartościowość zero, a więc przypuścić, że zgoła nie zawierają elektronów walencyjnych i nie wykazują też charakterystycznej dla pierwiastków elektroujemnych dążności nabywania elektronów zzewnątrz.

Wyniki teorji wartościowości.

4. Pogląd powyższy na wartościowość znajduje poparcie w obliczeniach Drudego, wspomnianych na str. 237. i następnych. Zauważmy, że wartości, które wyprowadził on dla liczby elektronów dyspersyjnych w atomie, zgadzają się w pewnej mierze z liczbami elektronów walencyjnych, ocenionemi na podstawach chemicznych, t. j. z wartościowością dodatnią pierwiastka. Wobec licznych założeń upraszczających, które Drude musiał wprowadzić, nie można oczekiwać zgodności doskonałej; czytelnik zauważy jednak [tab. XI., str. 242.], że halogeny, posiadające największą wartościowość dodatnią, zawierają też najwięcej elektronów dyspersyjnych. Z drugiej strony, pomiary dyspersji światła w helu okazały, że ta jest osobliwie mała, zgodnie z powyżej, na zasadach chemicznych, osiągniętym wnioskiem, iż pierwiastek ten nie zawiera jonów walencyjnych, czyli dyspersyjnych.

Dalej, możemy ustanowić związek między własnościami chemicznemi pierwiastka a jego przewodnictwem. Pierwiastki zaliczane do metali różnią się od nie-metali pod względem trzech własności charakterystycznych. Metale posiadają wartościowość dodatnią, tworzą dodatnie jony elektrolityczne i w stanie stałym są przewodnikami ciepła i elektryczności. Oprócz wodoru wszystkie pierwiastki, które tworzą proste kationy [jony wydzielające się u katody], przewodzą w stałym stanie skupienia, a, z wyjątkiem węgla, zachodzi też twierdzenie odwrotne. To stałe kojarzenie się własności łatwo według naszej teorji wytłumaczyć; posiadanie wszystkich wymienionych własności jest bezpośrednim

wynikiem zdolności atomów tracenia po jednym lub po kilka elektronów. Metale mogą tracić elektrony, nie-metale nie mogą ich tracić. Pierwiastek bardziej elektrododatni musi koniecznie przewodzić lepiej, zdolność bowiem przewodzenia zależy zarówno od liczby wszystkich straconych przez atom elektronów, jak od łatwości ich tracenia. Cez łatwiej je traci, niż bizmut, lecz ma ich mniej do stracenia.

Według tego poglądu niema zasadniczej różnicy między przewodzeniem metali a przewodzeniem elektrolitycznym: w jednym, jak w drugim przypadku istnienie swobodnych elektronów przewodzących jest skutkiem tego, że obecne atomy elektrododatnie je tracą. W przewodniku stałym reszty dodatnie atomów nie mogą się poruszać pod działaniem pola elektrycznego, wyzwolone zaś elektrony nie przyczepiają się do innych atomów, gdyż w ciele takim niema atomów elektroujemnych. W elektrolicie natomiast elektrony wyzwolone z atomów elektrododatnich przyczepiają się do atomów lub grup elektroujemnych, reszty zaś atomów, tak dodatnio, jak ujemnie naładowane, mogą się w cieczy pod działaniem pola elektrycznego poruszać. Fakt godny uwagi, że, z wyjątkiem silnie elektroujemnych atomów halogenowych, żaden, jak się zdaje, atom w cieczy nie może nabyć elektronu; atomy takie, jak węgiel, azot lub tlen, nie mogą tworzyć prostych jonów elektrolitycznych i występują w elektrolizie jako jony złożone z kilku atomów. Teorja ta musi rozwinąć się jeszcze, zanim zdoła pokryć dziedzinę wszystkich tych faktów doświadczalnych.

Powyższej teorji wartościowości wiele możnaby zarzucić, zwłaszcza w dziale chemji organicznej; wspomnimy tu jednak o dwuch tylko dobrze znanych trudnościach, które, jak sądzę, można do pewnego stopnia wyjaśnić. Pierwsza z nich dotyczy tworzenia się cząsteczek (molekuł) pierwiastka gazowego — np. tlenu — które są połączeniem chemicznym dwuch atomów: w jaki sposób mogą się łączyć z sobą dwa atomy o identycznej wartościowości? Zaznaczyć wszakże należy, że cząsteczki dwuatomowe napotykamy tylko u tych pierwiastków, które mogą objawiać wartościowość zarówno dodatnią, jak ujemną; otóż atomy takich pierwiastków mogą tracić albo zyskiwać elektrony, tak iż niema w tym nic dziwnego, że jedne atomy mają ładunek ujemny, drugie dodatni. Cząsteczki natomiast takich pierwiastków, jak hel

lub rtęć, nie posiadających żadnej wartościowości albo też jednego tylko znaku, są stale jednoatomowe.*

Drugą trudność stanowi wartościowość zmienna: pewne pierwiastki, jak żelazo lub miedź, tworzyć mogą dwojakiego rodzaju jony elektrolityczne, różniące się wielkością ładunku. Otóż, według naszego punktu widzenia, taka wartościowość zmienna nie wymaga prawie żadnego wyjaśnienia, liczba bowiem traconych przez atom danego pierwiastka elektronów, oczywiście, zmieniać się może wraz z warunkami, w których atom się znajduje: wytrącenie drugiego elektronu może wymagać większej siły, niż pierwszego, tak iż nietrudno pomyśleć sobie warunki, w których atom stracić może pierwszy, lecz nie drugi elektron.

Prawo perjodyczne.

5. Różnice zachodzące co do własności chemicznych między rozmaitemi grupami pierwiastków można położyć na karb rozmieszczenia elektronów walencyjnych w atomach, różnice zaś między pierwiastkami tej samej grupy (dla których można przyjąć rozmieszczenie elektronów naogół podobne) dają się sprowadzić do różnych objętości atomów. Przy rozważaniu stosunków wzajemnych różnych grup chemicznych musimy, oczywiście, uwzględnić owo najosobliwsze w dziedzinie chemji uogólnienie, jakim jest prawo perjodyczne MENDELEJEWA. Dla celów naszych możemy je tak mniej więcej sformułować: jeżeli pierwiastki ułożymy w szereg według postępujących ciężarów atomowych, szereg ten objawiać będzie perjodyczność co do własności chemicznych. Pomijając cechy zawilsze, wyszedszy od pierwiastka o wartościowości zero, napotykamy po kolei pierwiastki o wartościowości 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7; pierwiastek następny znowu posiada wartościowość zero, poczym idą wartościowości 1, 2, 3 i tak dalej.

Ponieważ zaś według teorji elektronowej wzrastającym ciężarom atomowym odpowiadają wzrastające liczby zawartych w atomie elektronów, więc układ perjodyczny wskazuje, że, gdy liczba elektronów w atomie wzrasta, ugrupowanie elektronów walencyjnych powtarza się perjodycznie. Całkowite wyjaśnienie tej ciekawej własności możnaby dać jedynie na podstawie zupełnej znajomości budowy atomu; nie umiemy obliczyć dokładnie

* Zdawaćby się mogło, że wodór stanowi pod tym względem wyjątek; wobec takich jednak połączeń, jak chlorek amonu, bynajmniej nie jest rzeczą pewną, że znak wartościowości wodoru jest zawsze ten sam.

położeń elektronów w kuli dodatniej [w trzech wymiarach], zajmująca wszakże analogja J. J. Thomsona, oparta na prostszym przypadku rozmieszczenia elektronów w płaszczyźnie, odzwierciedla pewne przynajmniej, ważniejsze cechy ugrupowania ich w atomie.

Gdyby położenia elektronów w kuli dodatniej były ograniczone do jednej płaszczyzny, elektrony układałyby się w koła spółśrodkowe [t. j. w wieloboki prawidłowe, w koła te wpisane]; tak np. 60 elektronów ułożyłoby się w pięć takich kół, czyli pierścieni, z których pierwszy [zewnętrzny] zawierałby 20 elektronów, następne zaś 16, 13, 8 i 3. Przy dodaniu tylko jednego, dwuch lub trzech dalszych elektronów (przyczym kompensacyjny ładunek kuli dodatniej wyobrazić sobie należy odpowiednio zwiększonym) liczba elektronów (mianowicie 3) w pierścieniu wewnętrznym nie zmienia się, a nowowprowadzone elektrony rozmieszczają się w pierścieniach zewnętrznych. Jeżeli jednak dodamy jeszcze jeden, t. j. czwarty elektron, ten zajmie miejsce w pierścieniu wewnętrznym*. Piąty dodany elektron wejdzie w skład jednego z pierścieni zewnętrznych, przy szóstym dodanym liczba elektronów pierścienia wewnętrznego zwiększy się do pięciu, lecz odtąd nie będzie już dalej wzrastała: przy dodawaniu jeszcze dalszych elektronów zjawia się szósty pierścień wewnątrz pierwotnych pięciu, a liczba elektronów w tym nowym pierścieniu wzrasta stopniowo od jednego do pięciu, poczym tworzy się znowu siódmy pierścień wewnętrzny, i tak dalej.

Przez analogję sądzić można, że elektrony, rozsiane w atomie nie na płaszczyźnie, lecz w całym wnętrzu kuli dodatniej, rozmieszczają się w warstwach kulistych spółśrodkowych, podobnych do dopiero co opisanych pierścieni. Dajmy więc na to, że pewna własność pierwiastka opiera się na istnieniu w atomie warstwy wewnętrznej, zawierającej trzy elektrony. Wychodząc z takiego atomu i zwiększając stopniowo całkowitą liczbę elek-

* Mamy mianowicie, według rachunku Thomsona, poczynając od pierścienia zewnętrznego, liczby następujące:

dla 60	elektronów:	20, 16, 13, 8, 3 (jak wyżej)
„ 61	„	20, 16, 13, 9, 3
„ 62	„	20, 17, 13, 9, 3
„ 63	„	20, 17, 13, 10, 3
„ 64	„	20, 17, 13, 10, 4
„ 65	„	20, 17, 14, 10, 4
„ 66	„	20, 17, 14, 10, 5.

Przyp. tłum.

tronów, otrzymać powinniśmy przedewszystkim kilka innych układów (t. j. atomów), posiadających, przy tym samym niemal ciężarze atomowym, tę samą własność; przy dalszym jednak wzroście ciężaru atomowego, t. j. przy dodawaniu dalszych elektronów, własność ta zniknie, a zamiast niej zjawią się kolejno inne własności, odpowiadające istnieniu warstwy wewnętrznej, złożonej z 4, 5,... elektronów. Posuwając się dalej w tymże kierunku, dojdziemy do liczby elektronów, kiedy utworzy się wewnątrz tamtej nowa warstwa, w której liczba elektronów będzie się zwiększała, dopóki nie osiągnie trzech, a wówczas własność, rozważana na początku, zjawi się znowu. Istotnie więc własność ta powtarzałaby się w szeregu pierwiastków, ułożonych według wzrastającego ciężaru atomowego, zupełnie podobnie, jak własności chemiczne w układzie rzeczywistych pierwiastków, z tą jedynie różnicą, że, zamiast każdego pierwiastka rzeczywistego, mielibyśmy w naszym schemacie hipotetycznym całą grupę pierwiastków, obdarzonych daną własnością i nieznacznie różniących się od siebie co do ciężaru atomowego.*

Ta jednak różnica nie jest dość ważna, abyśmy dla niej mieli zarzucić powyższą analogję jako nieprzydatną; niezgodność schematu teoretycznego z układem rzeczywistym możemy zresztą usunąć za pomocą jednej z dwuch, dość prawdopodobnych hipotez. Po pierwsze, możemy przypuścić, że z każdej grupy owych podobnych pierwiastków układu hipotetycznego tylko jeden pierwiastek posiada równowagę stałą i może istnieć trwale, inne zaś są niestałe. Hipoteza ta znajduje niejakie poparcie w dokonanym na drodze badań promieniotwórczych odkryciu znacznej liczby pierwiastków, istniejących bardzo krótko, a nie znajdujących miejsca w tablicy Mendelejewa. Po drugie, możemy przypuścić, że ciała uważane zwykle za pierwiastki chemiczne są w istocie mieszaninami znacznej liczby atomów bardzo podobnych, lecz nie identycznych. Przypuszczenie takie może wydać się dość dziwnym, nie sądzę jednak, aby na niekorzyść jego można było przytoczyć jakieś poważne dowody. Stwierdzona nawet stałość okresów światła w widmie wysyłanym przez pierwiastki nie jest ostatecznie przekonywającą; dokładne bowiem badania wykazu-

* Jak np. w tabelce, danej w ostatnim przypisku, pierwiastki hipotetyczne, których atomy zawierałyby po 60, 61, 62, 63 elektrony. Wszystkie cztery pierwiastki, o nieco tylko różnych ciężarach atomowych, posiadałyby własność, odpowiadającą pierścieniowi wewnętrznemu, złożonemu z trzech elektronów. Przyp. tłum.

ją, że żadnej „linji“ spektralnej nie odpowiada światło bezwzględnie jednorodne [t. j. o jednej długości fali]; skończona szerokość tych „linji“, którą różnym przypisywano przyczynom, może ukrywać w sobie zboczenia [od przeciętnej długości fali] zachodzące dzięki niezupełnej identyczności atomów.

Istnienie określonej liczby elektronów w wewnętrznym pierścieniu (lub warstwie), przytoczyliśmy w powyższym opisie jedynie jako przykład ilustrujący; wszelkie inne cechy ugrupowania również powtarzać się będą perjodycznie, skoro tylko elektrony rozmieszczą się w pomyślanych przez nas warstwach. Szczególny jednak urok posiada dla nas wniosek, że elektrony stanowiące warstwę wewnętrzną odgrywają rolę elektronów „walencyjnych“ lub „dyspersyjnych“, i że liczba ich nigdy nie może przekroczyć ośmiu. Jest to już wszakże czysta spekulacja. Nie wmawiamy sobie, iż daliśmy zupełną teorję wartościowości; wiele cech faktycznego układu pierwiastków, jak np. anormalne położenie metali typu żelaza i platyny, musieliśmy z konieczności pominąć. Wszyscy jednak zgodzą się chyba na to, że w braku lepszej teorji wywody powyższe zasługują na głębszą uwagę.

„Chemja fizyczna“.

6. Wypada nam uczynić tu kilka uwag o wpływie stanu fizycznego ciał reagujących na przebieg reakcji chemicznej.

Jeżeli dwa gazy mogące tworzyć połączenia chemiczne, jak wodór i tlen, zmieszamy przy zwykłej temperaturze, nie nastąpi żadna zmiana, dopóki czynnik taki, jak iskra elektryczna, nie stanie się bodźcem reakcji. Okazuje się, że atom tlenu nie może odebrać elektronu atomowi wodoru wprost bez żadnej pomocy zewnętrznej i że różnica wartościowości obu pierwiastków polega na tym, że atomy tlenu wywierają silniejsze, niż atomy wodoru, przyciąganie na elektrony, które w ten lub ów sposób wprowadzono do gazu. Wniosek ten nie osłabia bynajmniej słuszności poprzednich słów naszych o wartościowości różnych pierwiastków i nasuwa nam wyraźnie sposób objaśnienia wpływu warunków fizycznych na reakcje chemiczne; widzimy zeń bowiem natychmiast, że danej reakcji sprzyjać będą te czynniki, które w ciałach reagujących wytwarzają elektrony swobodne. Nie wszystkie atoli czynniki jonizujące są jednakowo skuteczne; kiedy bowiem pod działaniem wyładowania elektrycznego lub zetknięcia się z ciałem rozżarzonym w mieszaninie wodoru i tlenu wszczyna się reakcja chemiczna, t. j. powstaje woda, promienie jonizujące okazują się w tym przypadku nieskutecznemi.

„Chemja fizyczna“ zajmuje się badaniem wpływu różnych sposobów jonizowania na reakcję chemiczną.

Z poprzednich rozważań naszych wiemy, że wyciągnięcie elektronu z atomu ciała stałego lub ciekłego wymaga mniej pracy, niż z atomu gazu: kiedy atomy znajdują się tak blizko siebie, że wywierają wzajem na się działania, siła, z jaką każdy atom wstrzymuje swe elektrony, jest całkowicie lub częściowo zobojętniona przez zwrócone w przeciwnym kierunku przyciągania sąsiednich atomów. To też zgodnie z przewidywaniem reakcje chemiczne zachodzą łatwiej między ciałami w stanie ciekłym, niż lotnym; reakcje między ciałami stałemi są utrudnione przez to, iż atomy reagujące nie mogą się poruszać i zetknąć wzajemnie [a przynajmniej zbliżyć się należycie].

Przeważająca obecnie teorja dysocjacji elektrolitycznej wiąże łatwość zachodzenia reakcji w rozczynach z nabywaniem ładunków elektrycznych przez atomy ciał rozpuszczonych; zawsze jednak opierała się ona na założeniu, że dysocjacja, a raczej, jak powiedzieć musimy, jonizacja w tych tylko zachodzi rozczynach, które posiadają przewodnictwo elektrolityczne. Wszelako Kahlenberg i jego spółpracownicy okazali, że reakcje zachodzą również łatwo w rozczynach ciał w cieczach organicznych, nie posiadających dostrzegalnego przewodnictwa; zdaje się więc, że jonizacja zachodzi we wszelkich rozczynach, tylko że rozmaite rozpuszczalniki różnią się co do mniejszej lub większej łatwości wędrowania w nich jonów pod działaniem pola elektrycznego; ostatnio Sutherland doszedł do tegoż wniosku na innej drodze. Bądź co bądź, tymczasem nie można wytłumaczyć ostatecznie różnic panujących między rozmaitemi rozpuszczalnikami co do wpływu ich na przewodnictwo rozczynu.

Bibljografja do rozdziału XI.

Przytoczone w rozdziale X. rozprawy oryginalne zawierają też rozważania dotyczące poruszonych tu zagadnień. Próbę rozwinięcia teorji chemicznej z wyników teorji elektronowej mamy w Electricity and Matter J. J. Thomsona, w nowszej jego książce Corpuscular Theory of Matter; z tych książek zaczerpnęliśmy wszystkie niemal myśli wyłożone w tym rozdziale.

ROZDZIAŁ XII.

DOWODY SPEKTROSKOPOWE.

Rozważania ogólne.

1. W przyszłości spektroskopja dostarczy prawdopodobnie najcenniejszego materjału dowodowego dla sprawy budowy atomów. Badając widmo charakterystyczne danego ciała, możemy znaleźć okresy drgań zawartych w atomach jego elektronów, a mogłoby się zdawać, że, gdybyśmy tylko znali zupełnie wszystkie te okresy, moglibyśmy całą budowę układu wysyłającego drgania wyznaczyć wprost za pomocą należytych obliczeń matematycznych. Bezpośredniej dedukcji takiej stoją wszakże na przeszkodzie dwie niepokonane trudności, które tak dobrze ilustrują różnicę między rzekomym sposobem powstawania teorji naukowych a rzeczywistą drogą prowadzącą do odkryć, iż warto zwrócić tu na nie uwagę.

Przedewszystkim, same doświadczenia, chociażby jak najrozleglejsze, nie mogą dać nam dostatecznie określonego materjału do oparcia na nim wywodów matematycznych. Dajmy na to, iż dla związku między pewną wielkością A a pewną inną x znaleziono wzór empiryczny

$$A = 1 + x + \frac{x^2}{2},$$

gdzie x jest tak małe, iż dalszy jeszcze wyraz, zawierający x^3 byłby mniejszym od błędu doświadczalnego. Postaci wyrazu tego [t. j. jego spółczynnika] nie można wyznaczyć eksperymentalnie, i zgoła wiedzieć nie możemy, czy prawdziwy związek między A i x istotnie wyraża się przez ów wzór empiryczny, czy też może przez taki np. szereg nieskończony, jak

$$A = 1 + x + \frac{x^2}{2!} + \frac{x^3}{3!} + \ldots + \frac{x^n}{n!} + \ldots.^*$$

A zależnie od wyboru jednej z tych możliwości doszlibyśmy do różnych zgoła wniosków [co do sposobu, w jaki budować mamy naszą teorję].

Powtóre, nasze metody analityczne są dalekie od doskonałości, zwłaszcza, gdy chodzi o gałęzie matematyki, które dają się stosować do zagadnień fizyki. W najprostszych tylko przypadkach można jako tako obliczyć okresy drgań danego układu, a trudniej jeszcze wyprowadzić z danych okresów drgań budowę układu, o którym pozatym nic nie wiemy. Z olbrzymiej masy nagromadzonego materjału spektroskopowego tylko w ten sposób korzystać możemy, iż nasamprzód w postaci domysłu czynimy założenie co do budowy atomu, wyprowadzamy stąd wnioski i porównywamy je następnie z wynikami dostrzeżeń. Atom jednak posiada budowę bardzo zawiłą, tak iż wpaść na dobry domysł niezmiernie trudno.

Chociaż więc materjał spektroskopowy jest bardzo cenny, kiedy chodzi o ogólne orjentowanie się w budowie atomu, jednakże obecnie nie można jeszcze oprzeć na nim zupełnego wyznaczenia tej budowy, lecz korzystać należy z materjału tego tylko jakościowo.

Zanim przejdziemy do dyskusji danych, jakiemi rozporządzamy, dobrze będzie tu zauważyć, że okresy drgań elektronów w naszym modelu atomu nie odbiegają tak bardzo od obliczonych wprost z dostrzeżonych linji spektralnych, abyśmy ociągać się mieli z przyjęciem hipotez, na których model ten się opiera. Jeżeli m jest masą elektronu, fx siłą ciągnącą go do położenia równowagi przy odchyleniu x, okres drgania T wyraża się, jak już wiemy, przez

$$T = 2\pi\sqrt{\left(\frac{m}{f}\right)}.$$

W prostym atomie, złożonym z jednego tylko elektronu i kuli dodatniej o promieniu a, siła $fx = \frac{\varepsilon^2 x}{a^3}$, t. j. $f = \varepsilon^2/a^3$, a więc

* równoważny wzorowi wykładniczemu

$$A = e^x.$$

Przyp. tłum.

$$T = 2\pi\sqrt{\left(\frac{m}{\varepsilon}\cdot\frac{a^3}{\varepsilon}\right)}.$$

Kładąc $\varepsilon/m = 5{\cdot}6\times10^{7}$, $\varepsilon = 3{\cdot}4\times10^{-10}$, $a = 10^{-8}$, mamy

$$T = 4{\cdot}6\times10^{-16},$$

a okres ten, obliczony dla naszego modelu atomu, zgadza się co do rzędu wielkości z okresami dostrzeżonemi; te bowiem zawarte są w granicach 3×10^{-15} i 10^{-15}.

„Serje“ spektralne.

2. Badania Balmera, Rydberga, Kaysera i Rungego oraz wielu innych doprowadziły do odkrycia szczególnych związków między długościami fali (lub częstościami drgań), odpowiadającemi różnym linjom spektralnym jednego i tego samego lub rozmaitych pierwiastków. Zupełny opis zdobytych na tym polu wyników przekraczałby ramy naszej książki; znakomite sprawozdanie z całego tego przedmiotu znajdzie czytelnik w Spectroscopy Baly'ego. Tu zaś dość będzie podać związki znalezione dla linji w widmach pierwiastków alkalicznych, które stanowią grupę najlepiej pod tym względem zbadaną.

Okazało się, że linje w tych widmach dają się podzielić na pewne grupy, czyli „serje“, takie, iż częstości drgań przynależne linjom jakiejkolwiek serji są związane z sobą przez proste stosunki liczebne. Mianowicie, częstość n dla poszczególnych linji jakiejkolwiek danej serji można znaleźć, podstawiając kolejno za m we wzorze

$$n = n_0 - \frac{N_0}{(m+\mu)^2}$$

liczby całkowite dodatnie 1, 2, 3, ... i uważając n_0 i μ za stałe, charakterystyczne dla danej serji; n_0 jest częstością dla linji odpowiadającej $m=\infty$, stała zaś N_0 posiada tę samą wartość dla wszystkich serji i dla wszystkich pierwiastków. Nadto wszystkie linje, należące do jednej serji, posiadają ten sam charakter: wszystkie są słabe lub wszystkie silne, ostre albo mgliste, wszystkie rozszczepiają się jednako w polu magnetycznym i wszystkie doznają tego samego przesunięcia przy zmianie ciśnienia.

Linje spektralne metali alkalicznych podzielić można na osiem takich serji, które nie są zupełnie od siebie niezależne; istnieją bowiem związki liczebne między wartościami stałych, przysługującemi różnym serjom. Dzięki temu osiem tych serji

podzielić można na cztery pary, takie, iż linje każdej pary leżą bardzo blizko siebie, tworząc dublety, czyli linje podwójne, jak np. znana para linji sodowych *D*; dla trzech z tych par różnica częstości składników dubletu pozostaje bez zmiany poprzez całą serję, gdy dla czwartej różnica ta maleje prawidłowo wraz z długością fali dubletu.

Moglibyśmy przytoczyć jeszcze inne podobne związki dla widm metali alkalicznych i innych pierwiastków; wyżej przytoczone wyniki powinny atoli wystarczyć do oceny istoty dających oprzeć się na nich wywodów co do budowy atomu, który wysyła to lub owo widmo. Możemy z nich bowiem wywnioskować, że drgania elektronów nie są wzajemnie niezależne i że każda serja wyobraża wielorakie sposoby drgania jednego układu — co można uprzytomnić sobie za pomocą analogji akustycznej. Dla piszczałki organowej wszystkie tony górne, czyli nadtony, są harmoniczne, t. j. częstości ich są wielokrotnościami częstości tonu podstawowego. Dla układów wszakże bardziej zawiłych, jak np. dla dzwonu, nadtony niekoniecznie są harmoniczne. Przypuścić należy, że linje spektralne tej samej serji w takim pozostają stosunku do linji, której odpowiada najmniejsza częstość, jak nadtony do tonu podstawowego w układzie akustycznym, przypominającym raczej dzwon, niż piszczałkę organową.

Związki między widmami różnych pierwiastków.

3. Znaczenie tego wyniku staje się jasne zwłaszcza, gdy rozważymy związki zachodzące między widmami różnych pierwiastków. Widma wszystkich pierwiastków, należących do jednej grupy chemicznej, posiadają charakter zasadniczo podobny: wszystkie mają tę samą liczbę serji, a linje odpowiadających sobie serji mają ten sam charakter. Między widmami pierwiastków takich zachodzi jedynie różnica co do częstości bezwzględnej, a i pod tym nawet względem wykryć można pewne związki. Tak np. w grupie alkalicznej widmo pierwiastka cięższego jest przesunięte względem widma pierwiastka lżejszego ku krańcowi fijoletu: różnica między długościami fali odpowiednich linji w odpowiednich serjach widm dwuch pierwiastków tej grupy, jak się okazało, jest proporcjonalna do różnicy kwadratów ich ciężarów atomowych, różnica zaś częstości składników dubletu (stała dla całego widma danego pierwiastka) jest, dla różnych pierwiastków, proporcjonalna do kwadratu ich ciężarów atomowych.

Wynikałoby stąd, że układy, których drganiom odpowiadają widma podobnych pierwiastków, są w zasadzie podobne do

siebie co do budowy, lecz znajdują się w nieco odmiennych warunkach otoczenia: podobieństwo układów drgających w atomach sodu i potasu możemy zestawić poniekąd z podobieństwem dzwonów jednego kształtu, lecz różnej wielkości, i umieszczonych w ośrodkach o różnej gęstości. Układ elektronów wysyłających widmo jest jednakowy we wszystkich atomach pierwiastków, należących do tej samej grupy chemicznej; skutek elektronów dodatkowych, dających pierwiastkom cięższym większą masę atomową, nie polega na odkształcaniu tego układu, lecz tylko na zmienianiu w słabym stopniu sił zewnętrznych, wywieranych na układ. Wracając tedy do analogji użytej w § 5., rozdz. XI., możemy, jak się zdaje, twierdzić, że istotny układ drgający składa się z warstwy lub warstw wewnętrznych elektronów, że natomiast elektrony dodane, idące na zwiększenie masy atomów, rozmieszczają się w warstwach zewnętrznych; elektrony te, zewnętrzne, nie wysyłają zgoła drgań o okresach zbliżonych do okresów elektronów wewnętrznych, a wywierają tylko na nie pewne działanie zakłócające, którego przy obecnym stanie wiedzy bliżej określić jeszcze nie możemy.

Ponieważ ugrupowanie elektronów walencyjnych, od którego zależą własności chemiczne atomów, również pozostaje bez zmiany, gdy przechodzimy od jednego do drugiego pierwiastka tejże grupy, przeto elektrony walencyjne muszą, oczywiście, stanowić część układu drgającego. Ciekawą byłoby rzeczą, gdybyśmy mogli utożsamić poprostu cały układ drgający z elektronami walencyjnemi; niepodobna jednak, aby szereg drgań tak zawiły miał źródło w tak szczupłej garstce cząstek. Z drugiej znowu strony, z rachunków opartych na dyspersji ciał przezroczystych wynika, jak widzieliśmy, że liczba elektronów posiadających okresy swobodne tegoż rzędu, co światło widzialne, nie jest większa od liczby elektronów walencyjnych. Nie można, naturalnie, oczekiwać, aby okresy drgań elektronów atomu, gdy ten wchodzi w skład ciała stałego, miały być dokładnie takie same, jak dla atomu w stanie swobodnym, w jakim on właśnie wysyła widmo świetlne (patrz niżej), lecz pomimo to trudno nieco wytłumaczyć niezgodność powyższą w sposób zadowalający. Być może, że niezbędnej po temu wskazówki dostarczy nam domysł J. J. Thomsona, według którego pewne elektrony wysyłające widmo nie należą do tych, co tworzą część składową trwałej budowy atomu, lecz atom skupia je około siebie czasowo z pośród tych

elektronów swobodnych, które zawsze są obecne, ilekroć ciało daje swe widmo charakterystyczne.

Pochodzenie widma.

4. Na istotę widm rzuca też pewne światło sposób ich powstawania. Skoro zdołamy wyznaczyć okoliczności, w jakich układ elektronów można wprawić w drgania, uczynimy już znaczny krok naprzód co do określenia istoty tego układu.

Pierwiastek może wysyłać swe widmo charakterystyczne prawdopodobnie tylko wówczas, kiedy znajduje się w stanie lotnym, w którym atomy jego są wolne od wpływów wzajemnych. Widmo pierwiastka, w zwykłych temperaturach stałego, obserwujemy, umieszczając go w płomieniu nieświecącym albo też badając iskrę elektryczną lub łuk między elektrodami zrobionemi z tego pierwiastka. Dawniej przypuszczano, że emisja widma następuje dzięki wysokiej temperaturze, do której doprowadzamy pierwiastek za pomocą tych środków; zdaje się jednak, że wpływ temperatury polega tylko na wprowadzeniu ciała w stan gazowy, a więc w jedyny stan skupienia, w którym ciało może wysyłać widmo. Istotnie zaś na utworzenie widma składać się muszą inne przyczyny; nie mamy bowiem żadnego dowodu, aby ciało mogło wydawać widmo wskutek podniesienia się jego temperatury nawet do najwyższej, jaką można osiągnąć, wartości, skoro znajduje się w zamkniętym naczyniu. Zawarte w atomie gazu elektrony nie biorą udziału w ruchu cieplnym cząsteczek, nie można ich więc wprawić w drgania przez samo tylko podniesienie temperatury.

Widmo gazu otrzymujemy zazwyczaj przez wyładowanie elektryczne przy nizkich ciśnieniach (około 1 mm. rtęci). W rozdziale VIII. opisaliśmy zjawiska świetlne towarzyszące takiemu wyładowaniu przez gaz i wspomnieliśmy, że z badania natężenia elektrycznego w różnych punktach okazało się, iż świetlnemi są te dziedziny, w których odbywa się jonizacja i ponowne łączenie się, ciemnemi natomiast te, w których cząstki naładowane są w ruchu i nie łączą się z cząstkami przeciwnego znaku. Wynikałoby stąd, że gaz może wydawać widmo tylko wówczas, kiedy atomy jego doznają jonizacji albo wracają do stanu elektrycznie obojętnego. Wyjaśnienie to obejmie wszystkie przypadki wywoływania widma w płomieniu, iskrze lub łuku. Wiadomo powszechnie (patrz zresztą str. 221.), że gazy w płomieniu są silnie zjonizowane; jonizacja jest tu prawdopodobnie produktem ubocznym zachodzących w płomieniu procesów chemicznych, którym

towarzyszy wyrzucanie elektronów przez jedne i pochłanianie ich przez inne atomy. Zarówno iskra, jak łuk są pewnemi postaciami wyładowania elektrycznego w gazach i, podobnie jak wszystkie jego postacie, zależą od jonizacji atomów gazu.

Nietrudno zrozumieć, jak powstaje widmo dzięki jonizacji atomów. Jeżeli atom zawiera pełną liczbę swych elektronów, te— przy różnych działających na nie siłach — znajdować się będą w swych położeniach równowagi; jeżeli wszakże jeden z tych elektronów usuniemy z atomu, równowaga będzie zakłócona, zbraknie bowiem siły wywieranej przez usunięty elektron. W przejściu z pierwotnego do nowego położenia równowagi elektrony drgają dookoła swych położeń ostatecznych, a te właśnie drgania powodują wysyłanie światła. Podobnie też, gdy zwracamy atomowi elektron, równowaga dzięki działaniu przybysza znowu zostaje zakłócona i znowu powstają drgania w elektronach zmieniających swe położenie. Zauważmy jednak, że według tego wyjaśnienia każdy atom powinienby wysyłać przynajmniej dwa różne widma; drgania bowiem przy stracie elektronu nie mogą być takie same, jak przy odzyskaniu go, gdyż siły działające na pozostałe elektrony różnią się w tych dwuch przypadkach o siłę wywieraną przez elektron odebrany, względnie zwrócony atomowi. Gdyby atom mógł tracić dwa elektrony, powinnibyśmy mieć trzy widma, odpowiadające (1) drganiom atomu neutralnego (obojętnego), wzbudzonym dzięki odzyskaniu obydwu elektronów, (2) drganiom w atomie, pozbawionym jednego elektronu, wzbudzonym bądź to przez wyciągnięcie jednego elektronu z atomu obojętnego, bądź też przez zwrot jednego elektronu atomowi, który stracił obadwa, (3) drganiom wzbudzonym w atomie pozbawionym obu elektronów, mianowicie przy usunięciu drugiego elektronu. Otóż, jak powszechnie wiadomo, większość pierwiastków, jeżeli nie wszystkie, istotnie może wysyłać dwa różne rodzaje widma, linjowe i prążkowe *(band spectrum)*; nadto, widmo linjowe danego ciała zmienia się zależnie od warunków jego wywołania. Tak np. widmo pierwiastka, powstające przy wyładowaniu elektrycznym oscylacyjnym, bywa zazwyczaj różne, zależnie od tego, czy obwód wyładowania zawiera małą, czy też wielką samoindukcję, t. j. zależnie od tego, czy mamy prąd słaby, lecz długotrwały, czy też silny, lecz szybko przemijający. Zachodzi też znaczna różnica między widmami płomienia, iskry i łuku. Stark, przez nader pouczający domysł, wprowadził różnice te w związek z teorją elektronową atomu.

Przytoczył on dowody na poparcie twierdzenia, że widmo prążkowe wyobraża drgania atomu neutralnego, linjowe zaś — drgania atomu, który stracił jeden lub więcej elektronów. Według tego poglądu różne widma linjowe odpowiadają prawdopodobnie różnym liczbom straconych przez atom elektronów; łatwo bowiem wyobrazić sobie, że atom, który mógł stracić jeden tylko elektron w płomieniu, może stracić ich więcej pod silniejszym działaniem łuku; na poparcie domysłu tego mało jednak mamy dowodów bezpośrednich. Argument ostateczny Starka, przemawiający za tym poglądem, jest tak pomysłowy, iż zasługuje na wzmiankę.

Przy wyładowaniu elektrycznym w gazie atomy, które utraciły elektrony, posiadają pewien ładunek i dzięki temu poruszają się wzdłuż linji prądu, gdy tymczasem atomy obojętne nie wędrują naogół raczej w jednym, niż w drugim kierunku. Otóż, jak zobaczymy w ostatnim rozdziale, okres drgań świetlnych, wysyłanych przez poruszające się ciało w kierunku ruchu, jest nieco różny od okresu drgań wysyłanych w kierunkach prostopadłych; ten drugi okres jest taki sam, jak dla ciała spoczywającego. Jeżeli więc widmo gazu oglądać będziemy nasamprzód w kierunku prądu, potym zaś w kierunku do prądu prostopadłym, każdą linję widma w drugim przypadku powinniśmy widzieć w nieco innym położeniu, niż w pierwszym przypadku, o ile linja ta pochodzi od poruszającej się cząstki; położenie natomiast linji odpowiadającej drganiom cząstki spoczywającej powinno być w obu przypadkach jednakowe. Istotnie też Stark się przekonał, że okresy drgań odpowiadających linji spektralnej danego pierwiastka, dostrzegane w kierunku prądu i w kierunku prostopadłym, różnią się od siebie o taką właśnie ilość, jakiej należałoby oczekiwać, gdyby cząstki wysyłające widmo biegły ze znaną nam prędkością cząstek dodatnich, że natomiast widmo prążkowe było zawsze takie samo, niezależnie od kierunku, w jakim było obserwowane. Takie oto spostrzeżenia, które opisałem tylko w zasadzie, nie zaś co do szczegółów urządzenia doświadczalnego, doprowadziły Starka do przytoczonego przed chwilą wniosku. Zaznaczyć wypada, że wyniki Starka poddano pewnej krytyce; ta jednak nie osłabi prawdopodobnie głównych jego zdobyczy.

Wyniki te znajdują zresztą poparcie w pewnych wywodach natury ogólnej. Wiadomo, że zdolność wysyłania widm prążkowych przysługuje zwłaszcza węglowi i azotowi: — są to właśnie

pierwiastki, które swym zachowywaniem się chemicznym, jako też elektrolitycznym, dowodzą, że atomy ich z wielką jedynie trudnością mogą tracić elektrony, a więc nabywać ładunek. Dalej, co do widma połączeń chemicznych mało wprawdzie posiadamy dowodów, takie bowiem połączenia w procesach niezbędnych do wywołania widma rozpadają się zwykle na swe składniki, lecz bądź co bądź wszystkie widma zbadanych dotąd połączeń są prążkowe, jak według teorji Starka być powinno; gdyż połączenie chemiczne jest układem zasadniczo nienaładowanym, który rozpadłby się przy naładowaniu. Nie można oczekiwać, aby widmo połączenia chemicznego zawierało linje spektralne składających się na nie pierwiastków; chociaż bowiem wewnętrzna budowa atomu elektrododatniego jest prawdopodobnie taka sama, jak gdyby był odosobniony, jednakże wpływ zakłócający sąsiednich atomów jest tak wielki, iż okresy drgań są zupełnie zmienione.

Z pewnych badań doświadczalnych Lenarda nad widmem płomieni wynikałoby nietylko, że różne widma, które atom może wysyłać, należy przypisać różnicom w stanie jego jonizacji, lecz że różne serje w jednym i tym samym widmie pochodzą od atomów wyposażonych w różne ładunki; dowody po temu niezawsze jednak są ze sobą zgodne.

Rayleigh zwrócił uwagę, że związek między częstościami odpowiadającemi linjom tej samej serji nie ma tej postaci, której należałoby oczekiwać dla różnych sposobów drgań układu wzbudzonych przez takie uderzenia, w jakich upatrywaliśmy przyczyny emisji widm, lecz że przypomina on raczej związek zachodzący między częstościami układu w ruchu statecznym. Wszelako dowody doświadczalne, przemawiające za tym, że emisję światła wywołuje jonizacja atomu lub przywrócenie mu straconych elektronów, są tak poważne, iż lepiej jest zgodzić się na ten wynik, wyjaśnienie zaś wspomnianej niezgodności odłożyć do czasu, kiedy posiądziemy pełniejszą wiedzę co do budowy układu drgającego w atomie.

Zdaje się, że sprawę pochodzenia widm wyświetlą może lepiej pewne nowsze badania R. W. Wooda. Gdy światło o odpowiednio dobranej długości fali pada na ciało „fluoryzujące", wzbudza ono emisję światła o długości fali innej, niż promieni padających: okres fluorescencji jest zazwyczaj dłuższy, niż okres światła wzbudzającego, jak w dobrze znanym przypadku siarczanu chininy, który pod działaniem promieni ultrafijoletowych da-

je fluorescencję widzialną. Wood dowiódł, że charakter promieniowania fluorescencyjnego zmienia się wraz z długością fali promieni wzbudzających. Istnieją, jak się zdaje, grupy linji w widmie fluorescencyjnym, przypuszczalnie odpowiadające drganiom tylko jednego układu, które można wywołać przez promienie o pewnej jeno długości fali; w grupach tych spostrzegamy również ścisłe pokrewieństwo co do takich zjawisk, jak skręcenie magnetyczne. Prace Wooda utorują nam może rychło drogę do analizy doświadczalnej atomu: zamiast mieć do czynienia z zawiłym zjawiskiem wypadkowym, na które składają się drgania wielu układów, będziemy mogli wydzielić z niego promieniowanie każdego z osobna układu i badać je wówczas wygodnie. Nie można wątpić, że w niedalekiej przyszłości badanie widma doprowadzi do ważnych odkryć co do budowy atomu. Krótki szkic powyższy miał tylko wskazać czytelnikowi jedną z wielu obiecujących dróg, na których rozpoczęto już poszukiwania.

Widma ciągłe. Prawa promieniowania.

5. Powyżej mieliśmy streszczenie niemal wszystkiego, co wiemy o związku widm charakterystycznych pierwiastków z budową ich atomów. Musimy dodać tu jeszcze kilka słów o widmach ciągłych, owej gmatwaninie drgań o wszelkich możliwych długościach fali, wysyłanych przez rozgrzane ciała stałe.

Widmo ciągłe nie wyobraża prawdopodobnie wcale drgań elektronów intraatomowych, lecz ma swe źródło w „elektronach swobodnych“ (rozdz. VI.), od których zależy przewodnictwo metali. Elektrony te szybko się poruszają, a ilekroć—u końca każdej „drogi swobodnej“—zderzają się z atomem, wysyłają pulsy wzdłuż przyczepionych do nich rurek Faradaya, podobnie jak cząstki katodowe w rurce opróżnionej, gdy uderzają o ciało stałe. Ponieważ prędkość elektronów jest w przypadku naszym znacznie mniejsza, niż w promieniach katodowych, pulsy będą tu znacznie szersze; elektrony te posiadają prędkość rzędu 10^7 cm./sek.; jeżeli więc zostają wstrzymane w odstępie, dającym się porównać z promieniem atomu (10^{-8} cm.), szerokość wysyłanych przez nie pulsów będzie wynosiła około 10^{-5} cm. Czas przejścia takiego pulsu przez elektron zawarty w atomie dowolnego ciała przezroczystego jest dość długi, aby elektron mógł dotrzymać kroku zmianom siły elektrycznej w pulsie. Dzięki temu, jak łatwo można okazać, szerokie te pulsy, niepodobne pod tym względem do pulsów Roentgena, doznają u powierzchni granicznej ciał pewnego załamania, tak iż za pomocą pryzmatu można je

rozszczepić na zakłócenia perjodyczne o wszelkich długościach fali, jakie mamy właśnie w widmie ciągłym. Omówienie dokładne przebiegu takiego rozszczepienia pulsów odsunęłoby nas zbytnio od bezpośredniego przedmiotu naszego; dość więc będzie powiedzieć, że pogląd — według którego zakłócenie, dające po rozszczepieniu przez pryzmat widmo ciągłe, posiada charakter nieregularnego pulsu — jest w zupełnej zgodzie ze wszystkiemi zapatrywaniami spółczesnemi na promieniowanie.

Lorentz i Thomson zbadali matematycznie istotę promieni wysyłanych przez zderzenia elektronów w ciele przewodzącym. Wyniki ich są nader zawiłe, lecz można z nich wyczytać, że promienie wysyłane według przyjętych praw promieniowania cieplnego ciał ogrzanych stanowią nader mały zaledwie ułamek całkowitego promieniowania. Ciekawe jest pytanie, co się staje z resztą promieniowania, które musi mieć długość fali albo o wiele większą, albo też o wiele mniejszą od otrzymanej z pomiarów promieniowania „ciała czarnego". Jednym z wyników tych badań, wyrosłych z teorji elektronowej, może być zupełny przewrót naszych pojęć co do praw promieniowania oraz dowód niedostateczności wszelkich argumentów termodynamicznych, które w sprawie tej przytoczono.

Bibljografja do rozdziału XII.

Jako przykłady dociekań doświadczalnych nad pochodzeniem widm można przytoczyć następujące rozprawy:

Stark, Phys. Zeit. VI., str. 892—897, 1907.

Lenard, Ann. d. Phys. XI., str. 636—650, 1903.

J. J. Thomsom, Engineering LXXXI. 124—126, 1906.

R. W. Wood, Phil. Mag. X. 513—525, 1905.

W następujących pracach mamy dyskusję materjału dowodowego co do budowy atomów, który można zebrać na polu spektroskopji.

Rayleigh, Phil. Mag. XI., str. 117—133, 1906.

Jeans, Phil. Mag. XI., str. 604—607, 1906.

Schott, Phil. Mag. XII., str. 21—29, 1906.

Teorję promieniowania termicznego rozważa z punktu widzenia teorji elektronowej przewodnictwa Lorentz w Proc. Amst. Acad. 1902—1903, str. 666 i następne (*A.* i *L.*, str. 500), oraz J. J. Thomson w Phil. Mag. XIV., str. 217—231, 1907.

ROZDZIAŁ XIII.

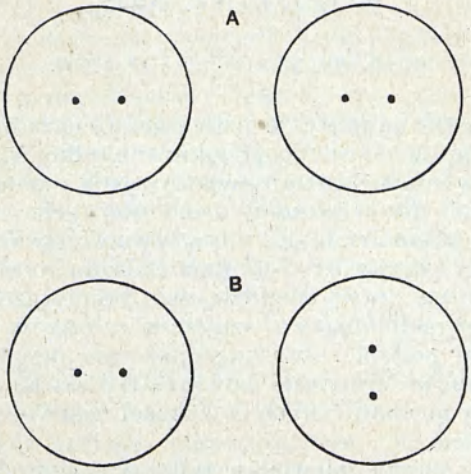
INNE WŁASNOŚCI ATOMÓW.

Własności mechaniczne.

1. Pierwiastki należące do jednej grupy układu perjodycznego są do siebie podobne nietylko co do zachowywania się chemicznego i swych widm, lecz również co do własności mechanicznych: wiadomo powszechnie, że własności takie, jak sztywność, twardość, gęstość, punkt wrzenia i topliwości, są rozmieszczone pośród pierwiastków ściśle według prawa Mendelejewa. Ponieważ zaś doszliśmy do wniosku, że podobieństwo wzajemne członków każdej z tych grup polega na podobieństwie ugrupowania pewnych (przynajmniej) elektronów w atomie, powinniśmy starać się o sprowadzenie również mechanicznych własności pierwiastków do tegoż ugrupowania.

Jak dotąd jednak, niewielkie tylko uczyniono w tym kierunku postępy, chociaż utrzymuje się ogólnie, że spójność (kohezja), która jest podstawą tych wszystkich własności, wyobraża pozostałe ślady przyciągania wzajemnego atomów, naogół elektrycznie obojętnych. Jeżeli gęstość elektryczności w atomie nie równa się ściśle zeru w każdym jego punkcie, w najbliższym otoczeniu zewnętrznym atomu panować będzie pewne natężenie elektryczne, aczkolwiek będzie ono niedostrzegalnie małe w odległościach znacznych w porównaniu z rozmiarami atomu. Jeżeli np. chodzi o prosty przypadek dwuch atomów, z których każdy składa się z kuli dodatniej zawierającej dwa elektrony, łatwo zrozumiemy, że atomy te będą się wzajemnie przyciągały, względnie odpychały, zależnie od tego, czy znajdują się w położeniu wyobrażonym na rys. 26A, czy 26B. Ugrupowanie elektronów w atomie w znacznym stopniu musi wpływać na siły wzajemne między sąsiednie-

mi atomami ciała stałego lub ciekłego, a tym samym na jego własności mechaniczne. SUTHERLAND starał się, z niejakim powodzeniem, wypracować w ten sposób teorję elektryczną sztywności i lepkości; chociaż doszedł do ciekawych wyników, ograniczone metody analizy matematycznej zniewoliły go do poprzestania na rozmieszczeniach elektronów tak prostych, iż nie można się po nich spodziewać, aby wiele miały rzucić światła na związki dostrzegane między owemi bardzo zawiłemi układami, które stanowić mają atomy chemiczne.



Rys. 26.

Magnetyzm i przewodnictwo.

2. Z pozostałych własności atomów, które w pewnej mierze wyjaśnić musimy, zanim będziemy mogli uważać elektronową teorję materji za skończoną, główne miejsce przysługuje przewodnictwu, magnetyzmowi, promieniotwórczości i ciążeniu (grawitacji). Co do przewodnictwa, niewiele mamy do dodania do tego, cośmy już powiedzieli: znajomość nasza warunków powstawania elektronów swobodnych i zderzeń ich z atomami nie jest zakończona i musi czekać na rozwój przez dalsze badania. Zaznaczyć możemy, że stało się jasnym, dlaczego połączenia chemiczne pierwiastka, który w stanie stałym przewodzi, nie są również przewodnikami. Elektrony stracone przez pierwiastek elektrododatni, a odgrywające

w czystym metalu rolę „elektronów swobodnych", przytrzymuje pierwiastek elektroujemny, nie pozwalając im brać udziału w przewodzeniu prądu.

Mechanizm magnetyzmu rozpatrywaliśmy już w rozdziale V.; dość więc będzie zauważyć tu jeszcze, że, ponieważ paramagnetyzm jest, jak się zdaje, związany z własnościami chemicznemi atomu (gdyż zjawia się jedynie w ogniwach ściśle skojarzonej grupy chemicznej), więc elektrony sprawiające tę własność należą chyba do tego układu, który jest dla tej grupy charakterystyczny, t. j. do układu elektronów walencyjnych. Z drugiej znowu strony własności diamagnetyczne pierwiastków są od ich własności chemicznych niezależne, tak iż elektronów krążących, sprawiających to zjawisko, szukać należy w tej części układu atomowego, która nie zawiera elektronów walencyjnych.

Promieniotwórczość.

3. Najbardziej jednak zajmujące zagadnienia co do budowy atomu napotykamy przy rozważaniu promieniotwórczości. Widzieliśmy, że procesy stanowiące źródło zjawisk promieniotwórczych muszą zachodzić wewnątrz atomu w ścisłej zależności od jego budowy; natychmiast wszakże można zrozumieć, że będą one zupełnie różne od wszelkich procesów intraatomowych, które rozważyliśmy dotychczas. Z wyjątkiem promieniotwórczości, wszystkie zmiany wewnątrz atomu odbywają się w bardzo krótkim okresie czasu: okres drgań świetlnych, wysyłanych przez elektrony, odbywające swe drgania swobodne w atomie, wynosi zaledwie około 10^{-15} sekundy, a cały czas, którego potrzebuje atom, aby — po zakłóceniu przez jonizację lub przywrócenie mu straconych elektronów — odzyskać równowagę, nie sięga prawdopodobnie 10^{-9} sekundy. Z drugiej natomiast strony procesy promieniotwórcze wymagają czasu zupełnie innego rzędu: życie atomu promieniotwórczego może trwać, zgodnie z obecną wiedzą naszą, od trzech sekund do 10000 lat. Słowem, skala czasowa zjawisk promieniotwórczych jest o wiele większa od skali innych procesów intraatomowych; aby je więc wytłumaczyć, należy znaleźć w atomie jakąś zmianę stopniową, która nie wywołuje żadnego skutku w ciągu biljonów drgań swobodnych elektronów, z czasem jednak może prowadzić do katastrofy*.

Istnienie takiej zmiany nasunęło się Larmorowi roku 1895,

* Zdanie to, nieco mgliste co do treści i kształtu, zrozumie czytelnik lepiej z ciągu dalszego. Przyp. tłum.

a więc o wiele wcześniej, niż Rutherford i Soddy odsłonili prawdziwą istotę promieniotwórczości: możnaby niemal powiedzieć, że promieniotwórczość wytłumaczono, zanim jeszcze zdołano ją odkryć.

Elektron krążący po orbicie zamkniętej doznaje ustawicznie przyśpieszenia: jeżeli bowiem szybkość jego ruchu jest nawet niezmienna, kierunek prędkości [jako wektora] zmienia się ciągle. Otóż, według § 5., rozdz. IX., ilekroć ciało naładowane doznaje przyśpieszenia (t. j. ilekroć ruch jego zmienia się w jakikolwiek sposób), wzdłuż przyczepionych do niego rurek wybiegają zakłócenia, a ruch tychże rurek w kierunku prostopadłym do ich osi ulega zmianom. Ponieważ zaś rurki, będące w takim ruchu poprzecznym, objawiają bezwładność, czyli posiadają masę, więc zakłócenia te wymagać będą pewnego nakładu energji; energja bowiem każdego układu obdarzonego masą zmienia się wraz z jego prędkością. Energja niezbędna do propagacji zakłóceń wzdłuż rurek Faradaya pochodzi z zapasu energji kinetycznej poruszającego się ładunku; ten więc, tracąc ją, traci na prędkości. Ilość energji, wypromieniowywanej na jednostkę czasu wzdłuż rurek dzięki przyśpieszeniu ładunku, do którego rurki są przyczepione, zależy nietylko od tego przyśpieszenia, lecz również od warunków, w których ładunek się porusza [t. j. np. od obecności innych, poblizkich ładunków obdarzonych ruchem]. Tak np., ładunek, krążący po orbicie [kołowej] o promieniu 10^{-8} cm. z prędkością 10^{8} cm./sek. (wartości odpowiadające prawdopodobnie, z gruba przynajmniej, orbitom elektronowym w atomie), traci przez promieniowanie połowę swej energji kinetycznej już w ciągu 10^{-12} sekundy. Jeżeli jednak po tej samej orbicie krążą z tą samą prędkością inne ładunki, promieniowanie energji będzie zachodziło znacznie powolniej, gdyż zakłóceniom wzbudzonym w danej rurce dzięki przyśpieszeniu jednego z ładunków przeciwdziałać będą zakłócenia odpowiadające pozostałym ładunkom. Wyobraźmy sobie dwa ładunki, krążące po tej samej orbicie z prędkością 3×10^{8} cm./sek.: promieniowanie energji w danym czasie będzie wynosiło zaledwie $\frac{1}{500}$ tego, które odpowiadałoby tylko jednemu elektronowi, w ciągu tegoż czasu i przy tejże prędkości krążenia; dla sześciu elektronów ułamek ten wynosi tylko 10^{-16}.

Jeżeli więc atom zawdzięcza swe własności magnetyczne elektronom krążącym w nim po orbitach zamkniętych, elektrony te muszą, oczywiście, tracić na energji, a więc i na prędkości, a straty te będą większe lub mniejsze zależnie od tego, czy

mniej, względnie więcej elektronów krąży po każdej orbicie. Przy największej nawet (byle tylko skończonej) liczbie elektronów będziemy mieli jednak pewną stratę energji, a więc też ustawiczne opóźnienie krążenia.

Otóż do sił określających ugrupowanie elektronów w atomie należą też „siły odśrodkowe", towarzyszące ruchowi elektronów po orbitach zamkniętych, a więc krzywych. W miarę zmniejszania się prędkości ich ruchu maleją też siły odśrodkowe, co pociąga za sobą zmiany w ugrupowaniu. Wracając zaś do pierwotnej analogji naszej, podanej w § 5., rozdz. XI., zrozumiemy, że ugrupowanie to będzie mogło zmieniać się ciągle tylko do pewnej granicy, a po jej przekroczeniu nastąpią w rozmieszczeniu elektronów istotne zmiany.

Np. cztery elektrony mogą, w kuli dodatniej, tworzyć jeden pierścień o równowadze stałej, czyli trwałej*, dla pięciu atoli elektronów ugrupowanie w jeden pierścień nie jest już trwałe, o ile elektrony są w spoczynku: układ taki rozpadłby się przy najmniejszym odkształceniu na pierścień zewnętrzny, złożony z czterech elektronów, i na jeden elektron wewnętrzny. Jeżeli jednak elektrony krążą dość szybko po orbitach zamkniętych, pierścień złożony z pięciu elektronów staje się, dzięki siłom odśrodkowym, układem trwałym. Przypuśćmy tedy, że mamy taki właśnie pierścień złożony z pięciu elektronów i że prędkość ich krążenia maleje stopniowo. Zrazu jedynym skutkiem opóźniania ruchu będzie powolne zmniejszanie się promienia pierścienia, bez uszczerbku dla jego trwałości. Przy coraz dalszym jednak zmniejszaniu się prędkości nastąpi chwila, kiedy pierścień nie będzie już trwały, a wówczas, przy najmniejszym zakłóceniu, układ rozpadnie się na elektron środkowy i pierścień zbudowany z czterech elektronów.

Chociaż nie możemy wykonać ścisłego rachunku, nie ulega jednak wątpliwości, że podobne zmiany zachodzić muszą w trwałości, zawilszych przynajmniej, układów elektronów krążących w atomie, gdy prędkość ich maleje. Może ona maleć w pewnym ograniczonym zakresie, nie dając żadnych innych skutków, prócz zwężania się orbit; po przekroczeniu jednak granicy tego zakresu nastąpi zmiana istotna w ugrupowaniu elektronów: pier-

* *Stable* tłumaczą niektórzy autorowie polscy przez „stały"; gdy chodzi jednak o równowagę, ogólniej — o zachowanie pewnych cech rozmieszczenia układu ruchomego, termin „trwały" wydaje mi się odpowiedniejszym. Przyp. tłum.

ścień jedyny rozpadnie się na dwa lub więcej pierścieni, t. j. zamieni się wogóle na układ trwalszy. Otóż, według dobrze znanej zasady dynamicznej, przejście od ugrupowania mniej trwałego do trwalszego jest przejściem ze stanu, któremu odpowiada większa, do stanu o mniejszej energji potencjalnej, a różnica tych wartości energji potencjalnej zjawia się w postaci energji kinetycznej tej lub owej części układu. Rozpadowi więc ugrupowania, które dzięki zmniejszeniu się sił odśrodkowych stało się nietrwałym, towarzyszyć będzie znaczny wzrost* energji kinetycznej pewnej części układu [t. j. pewnych elektronów]. Prędkość nabyta przez tę część może być tak wielka, iż wyzwoli ją z więzów sił przyciągających atomu: część ta oderwie się od atomu, wiodąc byt niezależny. Ta właśnie „eksplozja", zachodząca dzięki zamianie pewnej ilości energji potencjalnej na kinetyczną w przejściu od mniej trwałego do trwalszego ugrupowania elektronów, stanowić ma—według ogólnie przyjętego obecnie poglądu—mechanizm zjawisk promieniotwórczych: wyrzucone cząstki α i β są owemi częściami układu, które nabyły dość znacznej energji kinetycznej, aby wyzwolić się z atomu.

Powyższe tłumaczenie promieniotwórczości wystarcza już samo przez się do zdania sprawy, nawet pod względem jakościowym, ze wszystkich cech tego osobliwego zjawiska. Z cech tych najwybitniejszą oraz tę, o którą rozbijały się wszystkie inne teorje dotychczasowe, stanowi niezależność promieniotwórczości pierwiastka od temperatury, stanu połączenia chemicznego i innych czynników fizycznych lub chemicznych, które tak znaczny wywierają wpływ na wszelkie inne znane procesy atomowe. Szybkość promieniowania energji z orbity elektronowej nie doznałaby trwałej zmiany pod działaniem jakichkolwiek sił zewnętrznych, jakie przypuszczalnie kojarzą się ze zmianami magnetycznemi lub obecnością atomów chemicznie połączonych z atomem promieniotwórczym: być może jednak, że w pierwszej chwili działania siły te mogą sprawić rozpad atomów, które i tak już były bardzo blizkie stanu nietrwałego. Dostrzeżenia tego rodzaju wpływów są nadzwyczaj trudne: jako jedynego skutku spodziewać się można niewielkiego wzmocnienia chwilowego emisji promieni przy wprowadzeniu pola magnetycznego lub

* Wzrost ten będzie „znaczny", jeżeli, mianowicie, różnica owych wartości energji potencjalnej jest znaczna. Gwoli krótkości stylu autor nie wymienia tego oczywistego warunku. Przyp. tłum.

przy wejściu atomów w połączenie chemiczne*; byłby to skutek bardzo słaby, i nie sądzę, aby miano już dokonać nad pierwiastkami notorycznie promieniotwórczemi doświadczeń dostatecznie ścisłych do stwierdzenia, czy zmiana taka wogóle zachodzi.

Drugą wybitną cechą promieniotwórczości, którą każda dobra teorja wyjaśnić powinna, jest wyzwalanie ilości energji znacznie większej od tych, które wyzwalają się przy najgwałtowniejszych nawet reakcjach chemicznych. Wspomnieliśmy już (str. 253.), że atomowi bez trudności przypisać można dostatecznie wielki zapas energji, byleby tylko zawierał dość wiele elektronów.

Trzecia cecha charakterystyczna promieniotwórczości, wytwarzanie nowych pierwiastków, z której skorzystaliśmy w rozdziale XI. w celu określenia procesu promieniotwórczego, nie wymaga już zgoła dalszego wyjaśnienia na tle jakiejkolwiek teorji, byleby tylko godzącej się na to, że wysyłane cząstki α i β są odłamkami atomu promieniotwórczego. Co do tożsamości cząstek α wyrzucanych przez różne pierwiastki promieniotwórcze, nie będziemy mogli wyjaśnić tego faktu osobliwego, dopóki nie poznamy bardziej szczegółowo budowy wewnętrznej atomu. Nie ulega chyba jednak żadnej wątpliwości, że dodatnio naładowanej części atomu należy przypisać budowę znacznie zawilszą od owej prostej kuli o gęstości jednostajnej, na której opierały się nasze wywody.

Według powyższej teorji, promieniotwórczość byłaby tedy tylko inną stroną diamagnetyzmu: obie własności polegają na tym samym ustroju zawartym w atomie: na elektronach krążących po prawie zamkniętych orbitach. Zauważmy, że w myśl tego wniosku promieniotwórczość, podobnie jak diamagnetyzm, nie jest związana z żadnemi szczególnemi własnościami chemicznemi: pierwiastki przynajmniej czterech, jak się okazało, grup chemicznych są w różnych stopniach promieniotwórcze, a być może, że — jak wspomniano na str. 217. — wszystkie pierwiastki są promieniotwórcze. Jeżeli mamy się zgodzić na śmielsze z przytoczonych spekulacji, trwałość swą tracą te orbity elektronowe, które przebiegają w warstwach zewnętrznych ustroju atomowe-

* Takiego wzrostu chwilowego emisji promieni nie należy wikłać z wytwarzaniem jonów, które towarzyszy, jak wiadomo, wielu, jeżeli nie wszystkim, procesom chemicznym.

go; gdyż te właśnie orbity dają początek zjawiskom diamagnetycznym (patrz § 2.).

Zajmujące rodzi się pytanie co do dalszych losów energji wypromieniowywanej przez atomy osiągające stan nietrwały ugrupowania wewnętrznego; roztrząsanie tej sprawy, podobnie jak analogicznego zagadnienia dotyczącego promieniowania ciepła przez ciała stałe, odprowadziłoby nas wszakże zbyt daleko od bezpośrednich celów naszych i nie dałoby nam zresztą żadnych określonych wyników.

Ciążenie. 4. Wypada nam rozważyć jeszcze jedną tylko własność powszechną ciał materjalnych — ciążenie (grawitację). Pod tym względem teorja elektronowa, podobnie jak wszelka inna teorja materji, zgoła nie dopisała: wiedza nasza co do ciążenia jest obecnie w tym samym niemal stanie, co przed dwustu laty. W różnych czasach uczyniono wiele prób powiązania sił grawitacyjnych z procesami elektrycznemi; z tych najlepiej znaną stanowi hipoteza, w postaciach nieco odmiennych proponowana przez wielu fizyków, według której odpychanie między dwoma równemi ładunkami jednoimiennemi nie jest zupełnie takie samo, lecz nieco mniejsze, niż przyciąganie między dwoma ładunkami różnoimiennemi, tak iż ciało obojętne, mające zawierać równe ilości ładunków jednego i drugiego znaku, wywierałoby pewną słabą siłę przyciągającą na inne podobne ciała obojętne. Co do szczegółów tej i innych hipotez odsyłamy czytelnika do zestawienia wymienionego w bibljografji na końcu tego rozdziału.

Wszelako teorja ta, podobnie jak każda inna sprowadzająca siły grawitacyjne do elektrycznych, spotyka się z fatalnym zarzutem: wszelkie działania elektryczne propagują się z prędkością niewiększą od prędkości światła, działania zaś grawitacyjne — z prędkością, która — o ile wiemy — może być nieskończoną, w każdym jednak razie jest wiele miljonów razy większa. Gdyby przyciąganie między słońcem a planetą, zamiast od położenia chwilowego tych ciał, zależało od ich położenia nieco dawniejszego, orbita planety nie byłaby ową krzywą zamkniętą, w której spostrzeżenia w ciągu całych stuleci nie okazały żadnej zmiany, lecz spiralną, po której planeta oddalałaby się ustawicznie od słońca. Gdyby prędkość propagacji ciążenia była t y l k o miljon razy większa od prędkości światła, zmiany orbit planetarnych stałyby się już dostrzegalne dla astronomów.*

* Tymczasem okazano, na tle nowoczesnej teorji względności, że

Zdaniem moim teorja elektryczna, wyłożona w tej książce, w jeden tylko sposób mogłaby rzucić pewne światło na zagadnienie grawitacji: gdybyśmy mogli stwierdzić, czy elektron posiada ciężar, w razie zaś odpowiedzi potwierdzającej, czy stosunek jego ciężaru do masy jest ten sam, co dla atomów; doświadczenie takie, bez względu na wynik, dodatni czy ujemny, w znacznym stopniu wyjaśniłoby, niewątpliwie, tę ciemną dziedzinę fizyki. Sądzę jednak, że przeprowadzenie podobnych badań doświadczalnych byłoby połączone z trudnościami nie do pokonania. Gdyby nie pole magnetyczne ziemskie, doświadczenia te dałyby się może wykonać; wobec działania wszakże tego pola wydaje się niepodobieństwem, abyśmy mogli otrzymać elektron biegnący po drodze prostej dość długiej, aby działające nań ewentualnie siły grawitacyjne zdążyły wywrzeć na ruch jego jakikolwiek wpływ dostrzegalny.*

Streszczenie.

5. Na tym zakończyć nam wypada roztrząsania nasze, dotyczące możliwych zastosowań teorji elektronowej do własności ciał materjalnych; przypuszczamy, że czytelnik śledził uważnie za powyższemi wywodami, nie potrzebujemy więc podkreślać jej doniosłości. Jeżeli cel nauki istotnie polega na wiązaniu różnorodnych zjawisk, rozwój pierwotnej hipotezy Lorentza, dokonany w ciągu ostatnich lat dwudziestu pięciu, stanowi najważniejszy postęp, jaki uczyniono w historji nauk nieorganicznych. Mury graniczne, które między różnemi gałęziami wiedzy wznieśli autorowie podręczników, zostały przez tę teorję zburzone: optyka, ciepło i mechanika prawdopodobnie w najbliższej już przyszłości staną się specjalnemi działami

założenie prędkości propagacji ciążenia r ó w n e j prędkości światła nie prowadzi do żadnych sprzeczności z dostrzeżeniami astronomicznemi (patrz np. rozprawę H. Minkowskiego w *Göttinger Nachrichten*, grudzień 1907, *Anhang*: M e c h a n i k u n d R e l a t i v i t ä t s p o s t u l a t; przedruk w monografjach wydawanych przez O. Blumentala, Teubner, 1910.). Campbell stoi tu jeszcze na stanowisku Laplace'a; relatywizmu uwzględnić nie mógł, ten bowiem zaczął się rozpowszechniać na dobre, zwłaszcza w Anglji, już po wyjściu książki Campbella.

Niestety, musimy poprzestać tu na tej krótkiej uwadze, z której też czytelnik zrozumie, że pierwsze dwa ustępy powyższego § 4. mogą mieć już tylko wartość historyczną; trzeci wszakże, dotyczący ewentualnego „ciężaru elektronu", obecnie jeszcze nie jest pozbawiony pewnego znaczenia. Przyp. tłum.

* Nie jest chyba jednak wykluczone, iż to natrętne działanie magnetyzmu ziemskiego uda się wyrugować, chociażby przy opracowaniu rachunkowym wyników przyszłych doświadczeń. Przyp. tłum.

wszechobejmującej nauki o elektryczności; teorja elektronowa przerzuciła też most nad przepaścią dzielącą owe dwa działy badania materji: fizykę i chemję. Nic tak dobrze nie charakteryzuje zaszłej zmiany, jak trudności klasyfikacji, które napotyka redaktor nowoczesnej encyklopedji fizyki: jedynie tylko spis alfabetyczny może pouczyć czytelnika, w którym tomie nowego *Handbuchu* ma szukać sprawozdania z nowszych badań fizycznych.

Z drugiej wszakże strony nie potrzebujemy chyba zaznaczać, że teorja elektronowa jest daleką od doskonałości. Niejeden domysł wypadnie zarzucić i w świetle dalszych zdobyczy wiele nowych utworzyć hipotez; nie ulega jednak wątpliwości, że osiągnięty wynik zasadniczy, stwierdzenie istnienia elektronów mających stały ładunek i bardzo małą masę, a będących częściami składowemi atomów oraz głównemi czynnikami w zjawiskach fizycznych i chemicznych, pozostanie trwałą częścią gmachu nauki. Tymczasem przesadzanie lub niedocenianie napotykanych trudności tamowałoby tylko dalszy postęp, a z dwuch tych błędów pierwszy jest większym. Gdybyśmy każdą teorję, nie dającą odrazu zadowalającego wyjaśnienia dla wszystkich faktów doświadczalnych, mieli natychmiast odrzucić, nie posunęlibyśmy się nigdy poza granice fizyki średniowiecznej; nic tak dobrze nie charakteryzuje przywódców nauki, jak ich zdolność intuicyjnego odróżniania niezgodności, które dla danej hipotezy są fatalne, od tych, które przez dalsze dociekania dadzą się usunąć.

Lecz kiedy wszystkie już nawet trudności będą usunięte, a wszelkie możliwe zagadnienia dotyczące związku zjawisk rozwiązane, praca teorji elektronowej nie będzie jeszcze skończona. Zadaniem teorji jest nietylko rozwiązywanie, lecz również stwarzanie zagadnień, a z opisanych dociekań wyłoniły się co do podstawowych praw elektromagnetycznych wątpliwości, których przed niedawnym jeszcze czasem nie można było sformułować. Krótkiemu rozważeniu tych nowych zagadnień poświęcimy ostatni rozdział naszej książki.

Bibljografja do rozdziału XIII.

Najbardziej godną uwagi próbę wytłumaczenia własności mechanicznych materji przez ugrupowanie elektronów można znaleźć w rozprawach Sutherlanda, ogłoszonych w Phil. Mag. IV. 625—645, 1902 oraz VII. str. 417, 1904.

Larmora wyjaśnienie nietrwałości ugrupowania, którą związano z promieniotwórczością, znajdzie czytelnik w Phil. Trans. A., 1895, str. 740—742.

Znakomite zestawienie badań teoretycznych nad promieniotwórczością podał Rutherford w Jahrbuch d. Rad. u. Elek. I. str. 103—127. 1904.

Referat o różnych teorjach ciążenia (elektrycznych i innych) podał Zenneck w Encykl. d. Math. Wiss., tom V., str. 25 i następne. [Encyklopedja ta wyszła też w języku francuskim.]

Przytoczone już w poprzednich rozdziałach rozprawy Thomsona oraz książka jego, Electricity and Matter, zawierają dyskusje większości zagadnień podniesionych w rozdziałach XII., XIII. i XIV.

ROZDZIAŁ XIV.

PRAWA ELEKTROMAGNETYZMU.

„Eter“.

1. W nowoczesnych dyskusjach podstawowych praw elektromagnetyzmu jest w zwyczaju częste korzystanie z pojęcia „eteru“. Dotychczas udało się nam niemal zupełnie uniknąć powoływania się na to pojęcie, a tym samym pominąć wszystkie związane z nim trudności. Naprożno będziemy szukali w słowniku jeszcze jakiegoś słowa, które wywołało większe zamieszanie i więcej nieporozumień: dziwom opowiadanym o „eterze“ przez wielu filozofów nie ustępują orzeczenia, które można znaleźć w pismach uczonych, cieszących się największym rozgłosem.* Już samo to słowo dziwną posiada moc przyciągającą: student nigdy nie wydaje się sobie tak poważnym, jak kiedy może wprowadzić je do swych wypracowań egzaminacyjnych, a spotykamy je też w monografjach o czwartym wymiarze przestrzeni i w traktatach poświęconych ciemniejszego gatunku wywodom teologicznym. Chociaż jednak pożądanym byłoby wykluczenie tego słowa z fizyki, a przynajmniej ograniczenie go do użytku tych jedynie ludzi, którzy posiadają szczególny zmysł do oceny jego treści, postąpilibyśmy pedantycznie i moglibyśmy czytelni-

* Cały ten ustęp grzeszy niewątpliwie pewną przesadą; autor zapomina też o wartości heurystycznej „eteru“, o użyteczności tej koncepcji, zwłaszcza w rękach Fresnela. Ostateczne zresztą zarzucenie „eteru“ jest dziełem dopiero nowoczesnego relatywizmu, którego autor nie zdołał wszakże wpleść do swej książki. Pomimo to czytelnik ze znacznej części wywodów tego, XIV., rozdziału może odnieść pewną korzyść. Dlatego też, z wyjątkiem §§ 8. i 9., nie posiadających istotnej wartości, uważałem za stosowne i ten rozdział podać bez skróceń, w dosłownym—o ile można—przekładzie. Przyp. tłum.

ka w błąd wprowadzić, gdybyśmy opuścili je zupełnie w dyskusji zagadnień tego rozdziału. Czytając wszakże pierwsze paragrafy, pamiętać należy, że wszystkie zawarte w nich wyniki poddamy później rewizji.

Nie znam wprawdzie żadnego uświęconego przez autorytety określenia formalnego „eteru", sądzę jednak, że nie odbiegniemy od powszechnego zwyczaju, jeżeli przyjmiemy, iż termin ten ma oznaczać ośrodek, w którym zachodzą zjawiska elektromagnetyczne, w braku substancji ogólnie uznawanej za materję [zwykłą, t. j. ważką]. Z pośród zjawisk tych najważniejsze są drgania stanowiące światło: badania własności eteru sprowadzają się zazwyczaj do poszukiwań optycznych. Dopóki ciała, których własności optyczne badamy, znajdują się w spoczynku [należałoby dodać: chociażby względem obserwatora], zjawiska dostrzegane dają się tłumaczyć według zasad wyłożonych w rozdziałach II. i III.; trudności, któremi mamy się tu zająć, nastręczają się głównie przy badaniu światła wysyłanego lub otrzymywanego przez ciała w ruchu. Rozważenie granic naszych wiadomości i naszej niewiedzy co do eteru najlepiej będzie rozpocząć od opisu własności optycznych poruszających się ciał. Same fakty doświadczalne są wprawdzie znakomicie opisane w wielu spółczesnych podręcznikach, jak w dziele R. W. Wooda Physical Optics*; aby jednak przedstawić zagadnienie w najodpowiedniejszej dla celów naszych postaci, dobrze będzie podać tu krótkie powtórzenie tych faktów oraz zwykły sposób ich tłumaczenia.

2. Istnieją dwa powszechnie znane skutki optyczne ruchu ciał materjalnych: aberacja i skutek Dopplera.

Aberacja. Aberacja wielkie posiada znaczenie w astronomji; polega ona na pozornym zmienianiu się położenia gwiazdy wraz z ruchem ziemi naokoło słońca. Istotę tych zmian można opisać najlepiej, uciekając się do analogji użytej przez Wooda. Wyobraźmy sobie okręt przestrzelony przez pocisk z działa ustawionego na brzegu. Wówczas, jeżeli okręt jest w spoczynku, linja prosta, przeprowadzona przez otwory, przez które pocisk wyszedł i wpadł do okrętu, i należycie przedłużona, przejdzie przez działo, z którego pocisk wystrzelono; słowem, kierunek działa będzie określony przez prostą łączącą oba otwory. (Zakładamy tu oczywiście, że pocisk biegnie po drodze prostej.) Jeżeli jednak okręt jest

* oraz w Zasadach Fizyki prof. Witkowskiego, T. II.
Przyp. tłum.

w ruchu, przesunie się on nieco w ciągu czasu, który upływa pomiędzy wpadnięciem pocisku przez jedną a wyjściem przez drugą ścianę okrętu, tak iż drugi otwór będzie leżał w tyle, za położeniem, któreby zajmował, gdyby okręt spoczywał i gdyby pocisk wpadł doń przez pierwszą ścianę w tym miejscu, gdzie wpada rzeczywiście. Prosta więc przeprowadzona przez otwór wyjścia i wejścia nie będzie zwrócona ku działu, lecz ku punktowi leżącemu po tej jego stronie, w którą płynie okręt. Gdybyśmy więc kierunek działa wyznaczyli przez tak przeprowadzoną prostą, kierunek ten wydałby się nam zmienionym, dzięki ruchowi statku.

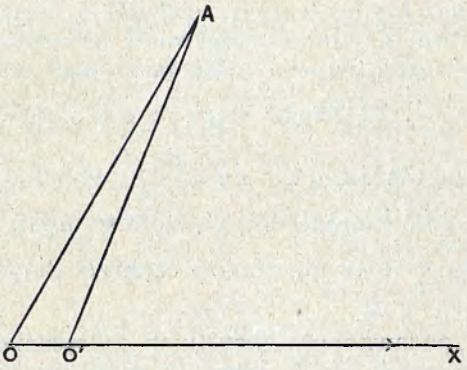
Inny znakomity przykład, ilustrujący aberację, widzimy, jadąc pociągiem podczas ulewnego deszczu. Dopóki pociąg stoi, kierunek padania kropel, oceniany z kierunku strug na szybie okna, jest prawie lub nawet zupełnie pionowy; ale kiedy pociąg jest w ruchu, strugi na szybie są niemal poziome [a w każdym razie mocno pochylone ku kierunkowi poziomemu], tak iż wydaje się nam, że deszcz pada od tej strony, po której znajduje się lokomotywa.

Wracając do pierwszej analogji i wzorując się na niej, powiemy, że, gdyby ziemia znajdowała się w spoczynku, kierunek gwiazdy, której obraz leży w punkcie krzyżowania się nici teleskopu, byłby dokładnie wskazany przez prostą przeprowadzoną przez ten punkt i przez środek objektywu; jeżeli jednak ziemia się porusza, unosząc ze sobą teleskop, narzędzie przesunie się nieco podczas biegu światła od objektywu do nici skrzyżowanych, tak iż gwiazda wyda się nam przesuniętą w kierunku ruchu ziemi; obracając teleskop o mały kąt, znany pod nazwą *kąta aberacji*, znowu sprowadzimy obraz gwiazdy do punktu skrzyżowania. Spostrzegając gwiazdę w różnych porach roku, a mianowicie w dwuch chwilach, w których ziemia porusza się z tą samą prędkością w kierunkach wprost sobie przeciwnych, otrzymamy kąt aberacji, biorąc połowę różnicy kątowej pozornych położeń gwiazdy w tych chwilach.*

Wartość tego kąta łatwo wyrazić przez prędkość ziemi [i przez

* Dla różnych par takich chwil otrzymalibyśmy kąty różne. Miejscem gieometrycznym pozornych położeń gwiazdy jest wogóle elipsa (a w zwyrodnieniu koło lub prosta); tak zwana *stała aberacyjna* jest połową osi większej tej „elipsy aberacyjnej". Pełniejszy od powyższego wykład tego przedmiotu znajdzie czytelnik w *Zasadach Fizyki* Witkowskiego. Przyp. tłum.

prędkość światła]. Niechaj OA (rys. 27.) wyobraża oś teleskopu, gdzie A ma być środkiem objektywu, O zaś położeniem punktu krzyżowania się nici, w którym leżałby obraz gwiazdy, gdyby teleskop spoczywał; niechaj ziemia porusza się w kierunku OX z prędkością u; kąt AOX oznaczmy przez χ. Wówczas, skoro te-



Rys. 27.

leskop porusza się wraz z ziemią, obraz gwiazdy przypadnie na pewien inny punkt O', taki mianowicie, iż czas, w którym światło przebywa odległość AO', równa się czasowi, w którym ziemia przebywa odległość OO'.

Mamy więc $$\frac{O'O}{AO'} = \frac{u}{V}.$$

Lecz $$\frac{O'O}{AO'} = \frac{\sin O'AO}{\sin AOO'} = \frac{\sin O'AO}{\sin \chi}.$$

Ponieważ zaś O'AO jest kątem aberacji, powiedzmy φ, przeto

$$\sin\varphi = \frac{u}{V}\sin\chi \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (1).$$

Prędkość u ruchu rocznego ziemi wynosi około 30 klm./sek., t. j. 3×10^6 cm./sek., tak iż $\frac{u}{V} = 10^{-4}$, a wartość ta zgadza się dobrze z wartością dostrzeżoną [t. j. obliczoną według (1) z dostrzeżonej aberacji].

Zauważmy, że φ jest niezależne od długości teleskopu.

3. Drugi skutek optyczny ruchu ciał materjalnych polega na zmianie częstości drgań świetlnych.

Skutek Dopplera. Przypuśćmy, że nieskończony ciąg fal o częstości n biegnie z prędkością v od nieruchomego źródła ku nieruchomemu spostrzegaczowi; wówczas przez stanowisko jego przejdzie podczas każdej sekundy ciąg fal o długości v, zawierający n fal. Jeżeli natomiast obserwator porusza się ku źródłu z prędkością v', przejdzie w tymże czasie ciąg o długości $v+v'$, zawierający $n\frac{v+v'}{v}$ fal. Dzięki więc ruchowi obserwatora częstość drgań zmieni się dla niego z n na $n\frac{v+v'}{v}$. Podobnie, jeżeli się on o d d a l a od źródła z prędkością v', częstość drgań zmieni się dla niego z n na $n\frac{v-v'}{v}$. Ta oto zmiana częstości stanowi tak zwany s k u t e k D o p p l e r a.

Najlepszą, podawaną we wszystkich podręcznikach ilustrację tego skutku mamy w falach dźwięku: wysokość świstu lokomotywy zmienia się, gdy ta przejeżdża obok słuchacza, mianowicie spada z $n\frac{v+v'}{v}$ na $n\frac{v-v'}{v}$. Zasada ta znajduje też szerokie zastosowanie w spółczesnej astronomji do obliczania prędkości gwiazd względem ziemi (w kierunku prostych, łączących je z ziemią) na mocy dostrzeżonego przesunięcia tej lub owej charakterystycznej linji widma względem położenia tej linji w widmie źródła, które znajdowałoby się w spoczynku względem spektroskopu. Na str. 277. wspomnieliśmy już zresztą o zastosowaniu tejże zasady do cząstek poruszających się w rurce opróżnionej. Chociaż jednak zasada Dopplera w badaniu fizycznym ważne oddaje usługi, dla zagadnień, które mamy rozważyć, nie posiada ona tego znaczenia, co aberacja.

4. Aberacja wydaje się czymś zupełnie prostym, dopóki nie wnikamy w nią głębiej. Pierwszą trudność nastręczyło pewne doświadczenie wykonane przez Airy'ego* **Eksperyment Airy'ego.**

* Teorję tego doświadczenia, pomyślanego przez Boscovicha, rozważył już jednak Fresnel pięćdziesiąt lat wcześniej; opierając się na swym słynnym wzorze dla „spółczynnika unoszenia", Fresnel doszedł do wniosku, iż wynik tego doświadczenia p o w i n i e n b y ć u j e m n y.

Przyp. tłum.

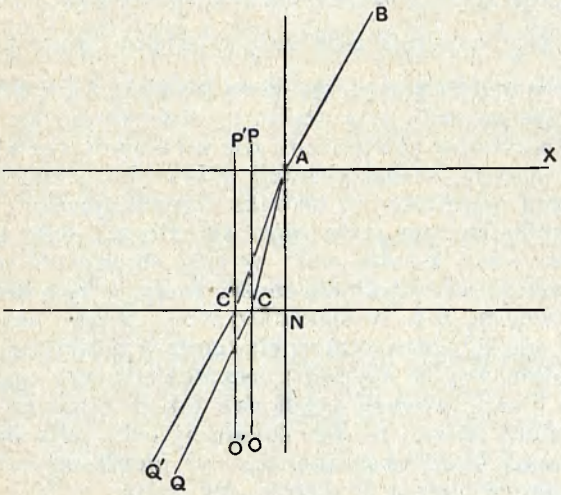
[w r. 1871]. Ponieważ kąt aberacji zależy od prędkości światła, Airy sądził, że powinien się on zmienić, jeżeli światło biec będzie [od objektywu do nici, t. j. od A do O′, rys. 27.] w ośrodku optycznie różnym od próżni lub powietrza, a więc z prędkością różną od V, jak np. w wodzie; jeżeli V' jest prędkością światła w wodzie, kąt aberacji φ powinienby się określać przez $\sin\varphi = \frac{u}{V'}\sin\chi$. Airy napełnił tedy rurę teleskopu wodą i porównał obserwowaną przez się aberację danej gwiazdy z aberacją dostrzeżoną dla tejże gwiazdy przy użyciu tegoż teleskopu bez wody, t. j. o rurze wypełnionej powietrzem. Ku wielkiemu swemu zdziwieniu* przekonał się, że kąt aberacji był w obu przypadkach jednakowy, czyli niezależny od ośrodka wypełniającego rurę. Jedynym wyjaśnieniem, na jakie mógł się zdobyć, było to, że „woda w ruchu unosi z sobą eter“ w tym stopniu, iż prędkość u (z § 2.) redukuje się dzięki obecności wody w tym stosunku, co prędkość światła, t. j. w stosunku $V' : V$. Woda nie powinna, oczywiście, unosić eteru całkowicie (gdyż w takim razie nie mielibyśmy żadnej wogóle aberacji), lecz udzielać mu tylko pewnego ułamka θ swej własnej prędkości, tak iż prędkość teleskopu względem eteru będzie $(1-\theta)u$. Zobaczmy tedy, jaką wartość musi mieć ułamek θ, aby kąt aberacji był niezależny od tego, czy rurę teleskopu wypełnia powietrze, czy woda.

Cały rachunek stanie się prostszy, bez uszczerbku dla wyników, jeżeli za wodę w rurze teleskopu podstawimy słup wody o ścianach poprzecznych — płaskich i równoległych do kierunku ruchu ziemi. Światło niechaj biegnie w kierunku BA (rys. 28.), ziemia zaś niech się porusza w kierunku AX. Gdyby woda znajdowała się w spoczynku, promień BA załamałby się w wiadomy sposób u A, a następnie, przebywszy drogę AC, załamałby się powtórnie u C i wynurzył w kierunku CQ, równoległym do pierwotnego BA; jeżeli jednak woda się porusza, promień ułoży się wzdłuż innej linji łamanej, AC′Q′. Mamy tedy znaleźć wartość dla θ taką, aby kąt zawarty między CQ i C′Q′ stał się równym kątowi aberacji φ, obliczonemu według (1).

Jeżeli n jest spółczynnikiem załamania wody, prędkość świat-

* Wobec wspomnianych w poprzednim przypisku precedencji Airy właściwie nie miał się czemu dziwić; o ile jednak z dostępnych mi materjałów historycznych dociec mogłem, Airy nie znał przepowiedni genialnego Fresnela. Przyp. tłum.

ła w wodzie jest V/n; dalej, u jest prędkością ziemi, zaś θu prędkością eteru, unoszonego (częściowo) przez wodę. W wodzie światło biegnie w kierunku AC z prędkością V/n względem wody, jednocześnie zaś w kierunku CC′ z prędkością $(1-\theta)u$, również



Rys. 28.

względem wody. Ponieważ zaś AC′ jest wypadkową AC i CC′, mamy

$$\frac{CC'}{AC}=\frac{\sin C'AC}{\sin AC'N}=\frac{(1-\theta)un}{V} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (2).$$

Kąt aberacji jest tak mały*, iż wszelkie wielkości tegoż rzędu, co jego kwadrat, są zbyt małe, aby można było je wykryć przez dostrzeżenia, tak iż dają się w rachunku zaniechać. We wzorze (2) możemy tedy podstawić ACN za AC′N, tak iż będzie

$$\frac{\sin C'AC}{\sin ACN}=\frac{(1-\theta)un}{V} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (3).$$

Ponieważ kąt aberacji φ równa się $Q'C'O'-QCO$, przeto

* a mianowicie, tegoż rzędu co u/V, t. j. 10^{-4}. Przyp tłum.

$$\sin\varphi = \mathrm{Q'C'O'} \cdot \cos\mathrm{QCO} - \cos\mathrm{Q'C'O'} \cdot \sin\mathrm{QCO}.$$

Z tym samym, co przedtym, przybliżeniem możemy napisać

$$\cos\mathrm{QCO} = \cos\mathrm{Q'C'O'},$$

a więc $$\sin\varphi = \cos\mathrm{QCO} \cdot (\sin\mathrm{Q'C'O'} - \sin\mathrm{QCO}) \quad \ldots\ldots\ldots (4).$$

Ponieważ zaś według zwykłego prawa załamania

$$\sin\mathrm{Q'C'O'} = n\sin\mathrm{P'C'A'}, \quad \sin\mathrm{QCO} = n\sin\mathrm{PCA}$$

i $$\mathrm{CAN} = \mathrm{ACP}, \quad \mathrm{C'AN} = \mathrm{ACP'},$$

przeto $$\sin\varphi = n\cos\mathrm{QCO} \cdot (\sin\mathrm{C'AN} - \sin\mathrm{CAN}) \quad \ldots\ldots\ldots (5).$$

Lecz $$\sin\mathrm{C'AC} = \sin(\mathrm{C'AN} - \mathrm{CAN}) =$$

$$= \cos\mathrm{CAN} \cdot (\sin\mathrm{C'AN} - \sin\mathrm{CAN}),$$

również z powyższym przybliżeniem.

Mamy przeto

$$\sin\varphi = \frac{n\cos\mathrm{QCO}}{\cos\mathrm{CAN}} \sin\mathrm{C'AC} = \frac{n\sin\mathrm{BAX}}{\sin\mathrm{ACN}} \sin\mathrm{C'AC},$$

t. j., według (3),

$$\sin\varphi = \frac{(1-\theta)\,un^2}{V} \sin\mathrm{BAX} \quad \ldots\ldots\ldots (6),$$

gdzie $\mathrm{BAX} = \chi$. Lecz według (1), $\sin\varphi = \frac{u}{V}\sin\chi$; jeżeli więc kąt aberacyi ma być niezmieniony dzięki obecności wody [zamiast powietrza lub próżni], t. j. jeżeli wzór (6) ma być identyczny ze wzorem (1), musi być

$$\frac{(1-\theta)un^2}{V} = \frac{u}{V},$$

skąd wynika ostatecznie

$$\theta = 1 - \frac{1}{n^2}^{*} \quad \ldots\ldots\ldots (7).$$

* Jestto właśnie ów słynny wzór Fresnela dla „spółczynnika unoszenia“ *(coëfficient d'entrainement)*, o którym już wspomniałem. Nie znam powodów, dla których autor pominął tu wszelką nawet wzmiankę o Fresnelu. W następnym znowu § autor mówi nam, że Fizeau pragnął sprawdzić „hipotezę Airy'ego“, zamiast „wzór Fresnela“; że po-

Ośrodek więc o spółczynniku załamania n udziela eterowi ułamka $1-\frac{1}{n^2}$ swej prędkości. Dla $n=1$ wyraz ten staje się równym zeru [t. j. powietrze np. prawie wcale eteru w swym ruchu nie unosi].

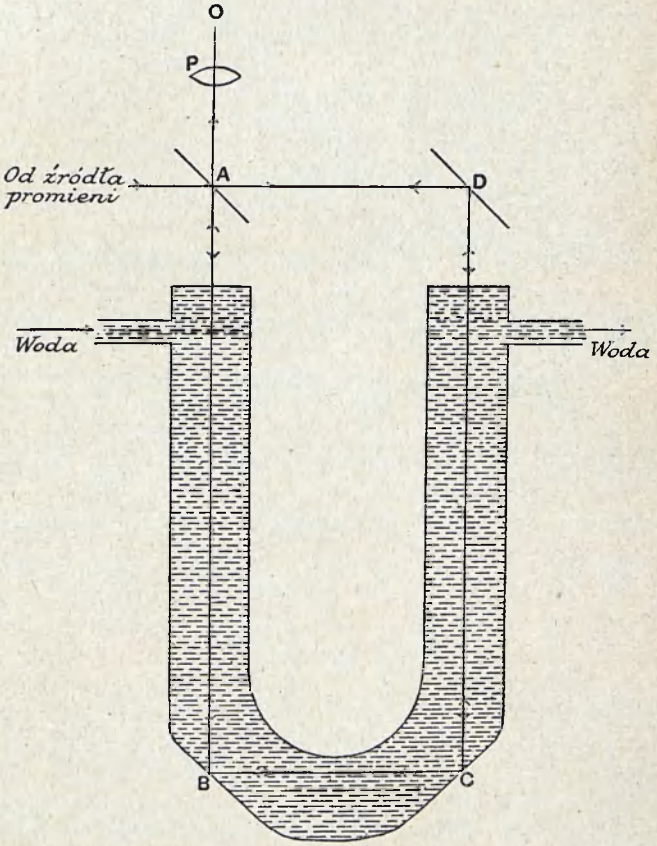
Doświadczenie Fizeau.

5. W celu bezpośredniego sprawdzenia powyższego wyniku, t. j. wzoru (7) dla spółczynnika unoszenia, wykonał Fizeau doświadczenie, objaśnione na rys. 29. Pęczek promieni równoległych, padając na zwierciadło półprzezroczyste A, rozszczepia się na dwa pęczki; z tych jeden, odbity, biegnie wzdłuż ABCDAPO, odbijając się (w B, C) od odpowiednio ustawionych zwierciadeł i skupiając się w ognisku w punkcie O, po przejściu przez soczewkę P; drugi pęczek przechodzi przez A i skupia się w ognisku w tymże punkcie O po przebyciu drogi ADCBAPO. Pęczki, spotykające się znowu w punkcie O, interferują w zupełnie taki sam sposób, jak rozłączone i znowu połączone pęczki w powszechnie znanym doświadczeniu Fresnela ze zwierciadłami; w okolicy O zobaczymy tedy przez okular lunety, której objektywem jest P, szereg prążków interferencyjnych.

Drogi powyższych dwuch pęczków biegły przez naczynie w kształcie litery U; jeżeli przez naczynie to płynie woda w kierunku objaśnionym na rys. 29., światło w pęczku pierwszym (ABCDA) biegnie z prądem, w pęczku drugim natomiast (ADCBA) przeciw prądowi. Jeżeli więc prąd wody „unosi z sobą eter“, prędkość pierwszego pęczka będzie większa, niż drugiego; pierwszy przebiegnie swą drogę w krótszym, drugi w dłuższym czasie, niż gdyby woda była nieruchoma. Do każdego punktu pola lunety, na który przypada jasny prążek interferencyjny, obadwa pęczki przybywają w tej samej fazie drgań. Z chwilą, kiedy woda płynąć zaczyna, jeden pęczek przybywa do takiego punktu nieco wcześniej, drugi nieco później, tak iż nie będą już w tej samej fazie; na punkt ów nie przypadnie więc już prążek świetlny. Jeżeli tedy woda unosi eter w swym ruchu, powinnibyśmy spostrzec zmianę w obrazie interferencyjnym, a mianowicie, pew-

miniemy już wszystko inne, powinienby autor ustrzec się przynajmniej rażącego anachronizmu; istotnie rozumowania i eksperyment Airy'ego datują się z r. 1871, Fizeau zaś wykonał swe doświadczenie, opisane w § 5., w roku 1851. Dlatego też uważałem za stosowne zmienić tekst w początku § 5. Przyp. tłum.

ne przesunięcie prążków (względem ich położenia dla wody nieruchomej); z tego zaś przesunięcia można obliczyć prędkość udzieloną przez wodę eterowi. [Odwracając zresztą kierunek prądu,



Rys. 29.

możemy zdwoić przesunięcie prążków, a tym samym zwiększyć dokładność pomiarów.]

W ten oto sposób z przesunięcia prążków interferencyjnych obliczył Fizeau, że prędkość udzielona eterowi przez wodę płyną-

cą z prędkością u istotnie wynosi $(1-\frac{1}{n^2})u$, zgodnie ze wzorem Fresnela dla „spółczynnika unoszenia“, $\theta=1-\frac{1}{n^2}$.*

Ponieważ zaś wzór ten prowadzi też, jak widzieliśmy, bez dalszych już hipotez do zadowalającego wyjaśnienia eksperymentu Airy'ego, więc w pomyślnym wyniku doświadczenia Fizeau mamy dobre poparcie dla teorji aberacji, wychodzącej z założenia eteru spoczywającego względem gwiazd, a unoszonego jedynie częściowo przez ciała różniące się optycznie od powietrza lub „próżni“. Z innego atoli doświadczenia, które opiszemy w następnym paragrafie, wyłoniła się trudność, która rzuciła wątpliwość na całą tę teorję aberacji.

Doświadczenie Michelsona i Morleya.

6. Widzieliśmy, że aberacja daje się zupełnie dobrze wytłumaczyć przez założenie, że eter w dziedzinach nieskażonych obecnością poruszającej się materji ważkiej, czyli t. zw. „eter swobodny“, jest pozbawiony wszelkiego ruchu, że zmiana położenia gwiazdy widzianej z ziemi polega na ruchu globu naszego względem eteru i że „prędkością ziemi względem eteru“ jest prędkość jej krążenia po orbicie naokoło słońca [t. j. 30 klm./sek.]. Przypuśćmy jednak, że światło, które obserwujemy, nie pochodzi od gwiazdy, lecz przybywa ze źródła ziemskiego, a więc poruszającego się

* Oznaczając przez l całą drogę każdego z pęczków, mamy dla różnicy ich „czasów świetlnych“, czyli dla opóźnienia faz,

$$\Delta=l\left(\frac{1}{V/n-\theta u}-\frac{1}{V/n+\theta u}\right).$$

Z przesunięcia prążków natychmiast można obliczyć Δ dla światła odpowiadającego danej linji spektralnej; zmierzywszy więc u i l, możemy stąd, według powyższego wzoru, znaleźć „spółczynnik unoszenia“ θ. Michelson i Morley (American Journal of Science, T. 31., str. 377.; 1886) powtórzyli doświadczenie Fizeau w ulepszonej formie i otrzymali, dla wody przy 18°C. i dla światła odpowiadającego linii D widma, wartość

$$\theta=0{\cdot}434\pm0{\cdot}02,$$

t. j. „z możliwym błędem $\pm0{\cdot}02$“, a więc znakomicie zgodną z wartością wymaganą przez wzór Fresnela:

$$\theta=1-\frac{1}{n^2}=1-1/(1{\cdot}3335)^2=0{\cdot}438.$$

Przyp. tłum.

[względem „eteru“] wraz z ziemią i przykutym do niej obserwatorem z tą samą, co i on prędkością. W celu uproszczenia rozumowań załóżmy jeszcze, że światło biegnie od źródła do obserwatora w próżni, tak iż niema żadnego unoszenia [$n=1$; $\theta = 1-1=0$]; prędkość ziemi względem eteru oznaczmy, jak wyżej, przez u; będzie to prędkość jej ruchu dokoła słońca. Jeżeli więc światło w przejściu od źródła do obserwatora istotnie jest „zawarte w eterze“, prędkość jego propagacji względem obserwatora powinna być $V-u$, względnie $V+u$, zależnie od tego, czy obserwator znajduje się po tej stronie źródła, w którą ziemia się porusza, czy też po przeciwnej stronie. Gdybyśmy więc mogli zmierzyć dość dokładnie prędkość światła wysyłanego przez źródło ziemskie, moglibyśmy spodziewać się, iż znajdziemy dla niej wartości zależne od kąta zawartego między kierunkiem propagacji światła a kierunkiem ruchu ziemi.*

Pomiary takie nie dałyby się przeprowadzić bezpośrednio z dostateczną ścisłością; istotnie, zmiana prędkości światła, jakiej według powyższego rozumowania należałoby oczekiwać, wynosiłaby zaledwie jedną dziesięciotysięczną prędkości $V[u/V=10^{-4}]$, gdy tymczasem najlepszym nawet pomiarom można dowierzać zaledwie do jednej tysiącznej. Jeżeli jednak ziemia rzeczywiście porusza się względem eteru, ruch ten powinienby dać się wykryć na drodze pośredniej, a jedną z takich jest właśnie słynne doświadczenie Michelsona i Morleya, najlepiej znane i najbardziej przekonywające.

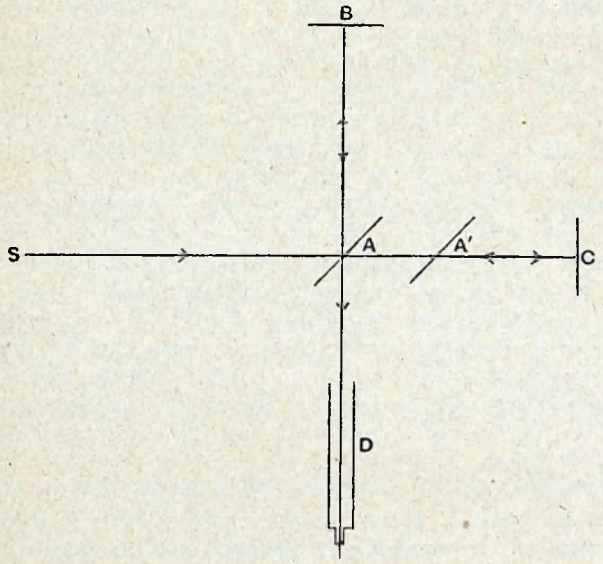
Urządzenie eksperymentalne, do którego uciekli się ci dwaj fizycy amerykańscy**, jest schematycznie wyobrażone na rys. 30. Pęczek promieni równoległych, których źródło znajduje się w S, rozszczepia się, dzięki zwierciadłu półprzezroczystemu A, na dwa pęczki, z których pierwszy, odbity od A, biegnie ku B, odbija się tamże, przechodzi przez A i wpada do lunety D, drugi zaś przeszywa A, odbija się od C, następnie znowu od A i wpada do D, gdzie promienie jego zbierają się w tym samym ognisku, co promienie pierwszego. Drogi AB i AC są sobie równe i wzajemnie

* Nie należałoby natomiast oczekiwać skutku Dopplera, t. j. zmiany częstości obserwowanych drgań świetlnych; patrz Poyntinga i Thomsona Sound, str. 49.

** Jeden z nich, Michelson, wywędrował w młodzieńczym wieku z Poznańskiego. We wspomnianej już książeczce tegoż autora *(Light-waves etc.)* znajdzie czytelnik przystępny opis szczegółów dotyczących całego aparatu i sposobu obserwacji. Przyp. tłum.

prostopadłe. W polu lunety obserwacyjnej D tworzą się prążki interferencyjne, podobnie jak w doświadczeniu Fizeau.

Przypuśćmy teraz, że cały aparat porusza się w kierunku AC wraz z ziemią, z prędkością jej ruchu orbitowego u, względem eteru. Jeżeli przejście światła od A do C wymaga czasu T, zwierciadło C znajdzie się w chwili, kiedy uderzy je światło, w odległości uT na prawo od położenia, które zajmowało, kiedy



Rys. 30.

światło to wynurzało się z A; cała więc droga przebyta przez światło [w „eterze"] będzie

$$VT = l + uT,$$

gdzie $l = AC$. Podobnie też trwanie, T', powrotnej wędrówki światła z C do A będzie określone przez równanie

$$VT' = l - uT';$$

cała więc droga pęczka, od A do C i z powrotem, będzie miała długość

$$V(T+T')=2l\frac{V^2}{V^2-u^2}=2l/(1-\frac{u^2}{V^2}) \quad \ldots\ldots\ldots (8).$$

Obliczmy teraz długość drogi przebytej [w eterze] przez światło odbite od A ku B. Niechaj T_1 oznacza czas, którego wymaga przejście światła od zwierciadła A do zwierciadła B i z powrotem. W ciągu tego czasu A przesuwa się na prawo o uT_1 do położenia A′; w chwili, kiedy światło pada na B, zwierciadło to znajduje się w położeniu B′ (nie zaznaczonym na rys.) na prawo od B w odległości $\frac{1}{2}uT_1$, tak iż AB′A′ jest trójkątem równoramiennym o bokach $AB'=B'A'=\frac{1}{2}VT_1$, podstawie uT i wysokości l.

Mamy przeto $(\frac{1}{2}VT_1)^2=l^2+(\frac{1}{2}uT_2)^2,$

czyli $$VT_1=2l\left(1-\frac{u^2}{V^2}\right)^{-\frac{1}{2}}.$$

Dla różnicy dróg świetlnych obu pęczków mamy tedy według (8):

$$V(T+T')-VT_1=2l\left(1-\frac{u^2}{V^2}\right)^{-1}-2l\left(1-\frac{u^2}{V^2}\right)^{-\frac{1}{2}},$$

czyli, rozwijając według dwumianu Newtona i zaniedbując wyrazy $\frac{u^4}{V^4}$ i wyższego rzędu:

$$V(T+T')-VT_1=2l\left(1+\frac{u^2}{V^2}-1-\tfrac{1}{2}\frac{u^2}{V^2}\right),$$

czyli wreszcie $$V(T+T')-VT_1=l\frac{u^2}{V^2}.$$

Gdyby aparat spoczywał względem eteru, oba pęczki przed ponownym połączeniem się przebyłyby drogi równe; skoro zaś porusza się z prędkością u, powstaje różnica dróg $l\frac{u^2}{V^2}$ której więc odpowiadać powinno przesunięcie prążków interferencyjnych w polu lunety. Gdyby aparat poruszał się w kierunku AB, zamiast AC [t. j. gdyby ramię AB było ustawione w kierunku ruchu ziemi po orbicie], różnica dróg miałaby znak przeciwny, czyli wynosiłaby $-l\frac{u^2}{V^2}$, tak iż prążki przesunęłyby się w przeciwnym kierunku.

W doświadczeniu faktycznym cały aparat [wraz z lunetą] był ustawiony na płycie kamiennej, pływającej na rtęci, tak iż można go było obracać bez sprawiania odkształceń. Badacz, spoglądając w lunetę, szedł za obracającym się kamieniem i obserwował prążki interferencyjne; żadnego wszakże przesunięcia ich nie dało się spostrzec. Z obliczeń czułości aparatu swego Michelson i Morley wywnioskowali, że prędkość aparatu, a więc też prędkość ziemi względem eteru jest z pewnością mniejsza od 5 klm./sek., t. j. od szóstej części prędkości jej ruchu po orbicie.

Niezaprzeczalne więc doświadczenia doprowadziły nas, jak się zdaje, do sprzecznych wzajemnie wyników: dostrzeżenia nad aberacją zmuszają do wniosku, że ziemia porusza się względem eteru z całą swą prędkością orbitową, gdy tymczasem z eksperymentu Michelsona i Morleya należałoby wywnioskować, że planeta nasza jest względem eteru w spoczynku, a przynajmniej, że porusza się względem niego z prędkością znacznie mniejszą od tej, którą dały zjawiska aberacyi astronomicznej.

Ponieważ ani w urządzeniu tych doświadczeń, względnie obserwacyi, ani też w procesie logicznym rozumowania nie można wykryć żadnej usterki, jedyne przeto pozostaje wyjście z powyższego dylematu: musimy odrzucić jedno z założeń, uczynionych w toku tego rozumowania. Możnaby w tym celu wybrać jakiekolwiek z licznych założeń, uczynionych wyraźnie lub milcząco, lecz wybór oprzeć się musi, oczywiście, na względach ogólnej dogodności naukowej. Które właśnie z założeń odrzucono za zgodą powszechną, zobaczymy w następnym paragrafie.

Hipoteza Lorentza-Fitzgeralda.

7. W powyższych obliczeniach przyjęliśmy, że rozmiary aparatu są te same w spoczynku, co w ruchu, t. j. że długość l nie zależy od prędkości. Otóż wkrótce* po ogłoszeniu wyników otrzymanych przez Michelsona i Morleya Lorentz wpadł na pomysł zastąpienia owego założenia przez inne, którym posługiwał się już dawniej Fitzgerald, a według którego rozmiary aparatu miały skracać się w kierunku ruchu względem rozmiarów poprzecznych, t. j. prostopadłych do kierunku ruchu, o tyle właśnie, ile trzeba było do skompensowania przyrostu drogi świetlnej, spowodowanego przez względny ruch aparatu i eteru. [Osobliwe to, *ad hoc* wprowadzone za-

* Mianowicie w roku 1892, t. j. w 5 lat po wyjściu pracy Michelsona i Morleya. Przyp. tłum.

łożenie, znane jest powszechnie pod krótką nazwą „hipotezy kontrakcji".]

Wymagana w tym celu „kontrakcja" jest nadzwyczaj mała, i nie możnaby jej zresztą wykryć żadnemi innemi środkami, prócz powyższych [lub w zasadzie do nich podobnych] doświadczeń optycznych: długość l tego ramienia, AC lub AB, które zlewa się z kierunkiem ruchu ziemi, powinna kurczyć się w stosunku

$$1:\left(1-\frac{u^2}{2V^2}\right),$$

t. j. w stosunku $1:(1-\frac{1}{2}.10^{-8})$;

skurczenie to wynosiłoby dla całej średnicy ziemi (12756 klm.) zaledwie $6\frac{1}{2}$ cm. Wymiary natomiast poprzeczne aparatu mają być niezmienione.

Hipoteza ta, w powyższym przynajmniej brzmieniu, wydaje się, niewątpliwie, dość spekulatywną; przy bliższym wszakże rozważeniu sprawy okazuje się nie pozbawioną pewnych podstaw ogólno teoretycznych, na co właśnie zwrócił uwagę Larmor [a przedewszystkim sam Lorentz].

Istotnie, jak widzieliśmy na str. 203, rurki Faradaya przyczepione do kuli naładowanej przesuwają się, gdy ciało to wprawiamy w ruch: zamiast rozmieszczać się równomiernie we wszystkich kierunkach naokoło ładunku [czyli izotropowo], skupiają się w okolicy równikowej, t. j. przy płaszczyźnie prostopadłej do kierunku ruchu. Gęstość rurek, czyli polaryzacja N, w punkcie stałym względem ciała naładowanego zmniejszy się wskutek ruchu, jeżeli punkt ten leży na linji ruchu, zwiększy się natomiast, jeżeli punkt ten leży w płaszczyźnie równikowej. Nie możemy wdawać się tutaj w szczegóły odnośnych rachunków, lecz przytoczymy tylko jeden z ich głównych wyników.

Dajmy na to, że kula naładowana porusza się z prędkością w w kierunku osi z. Jeżeli kula jest w spoczynku [względem „eteru" Lorentza, a tym samym Fresnela], polaryzacja w jakimkolwiek punkcie A, którego spółrzędne — względem osi sztywno połączonych z kulą i o początku zlewającym się z jej środkiem — są x, y, z, posiada pewną wartość N; otóż, jeżeli kula jest w ruchu, polaryzacja ma tę samą wartość N w pewnym [„odpowiednim"] punkcie A′, którego spółrzędne, względem tychże osi, są x, y, $z\sqrt{(1-w^2/V^2)}$. Innemi słowy, pola elektryczne i magnetyczne (których natężenia wszędzie są proporcjonalne do N), otaczające kulę naszą w ruchu, można wyprowadzić z odpowiednich

pól dla kuli spoczywającej przez ściśnienie całej przestrzeni w kierunku ruchu w stosunku 1 do $\sqrt{\left(1-\frac{w^2}{V^2}\right)}$ [przy niezmienionych zresztą rozmiarach poprzecznych].

Otóż, jak widzieliśmy, wszystkie własności ciał materjalnych, chemiczne, mechaniczne, optyczne, cieplne i t. d., dadzą się prawdopodobnie sprowadzić do własności elektrycznych, a zatym wartość jakiejkolwiek stałej fizycznej w dowolnym punkcie ciała zależy od panującej tamże wartości N. Jeżeli więc elektrony uważamy za kule, natenczas jakakolwiek stała fizyczna, mająca wartość P w punkcie ciała materjalnego o spółrzędnych x, y, z, kiedy ciało spoczywa, będzie miała tę samą wartość P w takim punkcie tegoż ciała w ruchu, którego spółrzędne względem układu sztywno z ciałem połączonego są $x, y, z\sqrt{(1-u^2/V^2)}$ — jeżeli ruch odbywa się w kierunku osi z z prędkością w. Innemi słowy, dzięki ruchowi ciało skurczy się pozornie w stosunku 1 do $\sqrt{(1-w^2/V^2)}$ w kierunku ruchu; długość bowiem dowolnej części ciała materjalnego mierzymy przez obserwowaną odległość wzajemną dwuch punktów, w których pewna stała fizyczna posiada przepisaną parę wartości*. Zauważmy, że kontrakcji tej nie możnaby nigdy spostrzec bezpośrednio, ponieważ wszystkie ciała, a więc też i wszelkie nasze pręty miernicze, poruszające się z tą samą prędkością, kurczą się w tym samym stosunku.

Rozwijając $\sqrt{(1-w^2/V^2)}$ według dwumianu Newtona i zakładając, że ułamek w/V jest tak mały, iż zaniechać można czwartą, a tymbardziej wyższe jego potęgi, stosunek kontrakcji możemy napisać w postaci $1:1-\frac{w^2}{2V^2}$, a ten właśnie stosunek jest niezbędny [a przynajmniej dostateczny] do zdania sprawy z ujemnego wyniku doświadczenia Michelsona i Morleya. Hi-

* Ścisłe uzasadnienie elektromagnetyczne tej „kontrakcji“ ciał materjalnych w kierunku ruchu nie jest znowu sprawą tak prostą, jak ją tu, w celu „przystępności“ zapewne, autor starał się przedstawić. Istotnie jednak można ją z dostatecznym rygorem uzasadnić w sposób naszkicowany przez Lorentza w rozprawie klasycznej z roku 1895 (Versuch einer Theorie d. electr. und optischen Erscheinungen in bewegten Körpern, Lejda, u E. J. Brilla) i wypracowany bardziej szczegółowo w przedruku wykładów wygłoszonych roku 1906 w New Yorku (The Theory of Electrons and its applications to the phenomena of light and radiant heat. Lipsk, u Teubnera, 1909.) Przyp. tłum.

poteza więc Lorentza-Fitzgeralda tłumaczy wynik tego doświadczenia, w którym w/V [t. j. przy poprzedniej symbolice u/V] miało wartość 10^{-4}, tak iż czwartą potęgę tego ułamku z pewnością dało się zaniechać. Zważmy jednak, że, gdyby można było eksperymentować nad układami poruszającemi się względem eteru z prędkością o wiele większą, to według tej hipotezy przecież należałoby się spodziewać pewnych dostrzegalnych wpływów takiego ruchu. [Takie właśnie układy mamy w szybkich cząstkach promieni β, dla których w/V zbliża się do jedności; patrz zresztą § 12 tego rozdziału.]

8. 9. 10. [W paragrafach tych autor podaje, zamiast kontrakcyjnej, inną, własną — zdaje się — hipotezę, jej zastosowanie do „załamania w poruszającym się ośrodku", wreszcie porównanie nowej hipotezy z hipotezą kontrakcyjną. Pozwoliłem sobie wszakże tę hipotezę wraz z wysnutemi z niej niezbyt ścisłemi wnioskami pominąć w przekładzie, sądząc, że będzie to dla czytelnika nietylko bez straty, lecz z pewną może nawet korzyścią, zwłaszcza jeżeli czytelnik zamierza uzupełnić swe wiadomości nabyte z tej książki przez studja nowszych poglądów na optykę ciał ruchomych i sprawy pokrewne, poglądów, które skrystalizowały się w latach 1905.—1907. w radykalnej a szerokiej teorji względności Einsteina i Minkowskiego, rozszerzonej tymczasem do całej niemal fizyki, włącznie z mechaniką. Zresztą sam autor (Campbell), który od 2 – 3 lat jest gorliwym rzecznikiem nowej teorji względności, uznał w innym miejscu wywody tej książki, a przynajmniej te, które dotyczą optyki ciał ruchomych i t. p., za przestarzałe.*]

Eter i energja.

11. Podstawowym pojęciem fizyki nowoczesnej jest energja, a podstawową jej zasadą — zachowanie energji. (Przez „zasadę" naukową rozumiem twierdzenie, które według założenia ma być powszechnie słuszne, tak iż wyłącza się z góry wszelkie wyjaśnienia, które nie są z nim w zupełnej zgodzie.) W myśl tej zasady** całkowita energja układu [odosobnionego] ma być stała poprzez wszelkie jego zmiany. Jeżeli zachodzi jakieś zjawisko, któremu towarzyszy zmiana sumy wszelkich poprzednio już uznanych postaci energji, wprowadza-

* *Sadly out of date* (=niestety, już nie na czasie); N. R. Campbell: The Principles of Electricity (tomik biblioteczki The people's Books), Londyn, Jack, str. 89. Opracowanie polskie wyjdzie wkrótce w Bibljotece Naukowej Wendego.

** a raczej postulatu (wymagalnika). Przyp. tłum.

my — w myśl tejże zasady — nową postać energji [chociażby na razie tylko fikcyjną], tak aby energja całkowita była niezmienną. Gdybyśmy, np., znając jedynie energję mechaniczną, zaczęli badać zjawiska elektryczne, rychło zjawiłaby się konieczność wprowadzenia nowej takiej postaci energji. [Tak też w historji fizyki rzecz miała się istotnie.] Aby oddalić od siebie dwa różnoimiennie naelektryzowane ciała, wydatkujemy pewną ilość pracy, a więc energji mechanicznej; ponieważ zaś żadna z uznanych przedtym postaci energji nie przyrasta jednocześnie, więc, gwoli spełnienia owej zasady, musimy wprowadzić nową wielkość fizyczną, energję elektryczną, która rośnie w miarę wyczerpywania się energji mechanicznej.

Dalej, mamy „lokalizację“ energji, t. j. uważamy [mniej więcej od lat trzydziestu] wszelką energję za coś rozmieszczonego w przestrzeni. Naogół, ilekroć w danej części układu materjalnego zachodzi jakaś zmiana fizyczna, daje się spostrzec również zmiana zachodząca jednocześnie* w pewnej innej części układu, oddziaływającej na tamtą. Otóż przypuszcza się, że zmiany te, które wykrywamy przez obserwację, są objawem zmian rozmieszczenia energji w całym układzie: że energja przenosi się przestrzennie z jednej do drugiej części układu. [Słowem, stworzono w ostatnich dziesiątkach lat koncepcję l o k a l i z a c j i oraz r u c h u, czyli prądu energji, na wzór i podobieństwo rozmieszczenia i ruchu materji.]

Rozważmy ze stanowiska tej nowoczesnej doktryny energji zmiany towarzyszące propagacji działań elektrycznych — np. światła jako jednego z ważniejszych przypadków szczególnych — od danego jakiegoś układu A do innego, odległego B**. Dajmy na to, że układ A zaczyna wysyłać drgania świetlne, padające całkowicie na układ B [który ma je pochłaniać]; natenczas A traci energję w jednej z uznanych jej postaci (powiedzmy energję cieplną), B zaś zyskuje tę samą ilość energji. Z bliższych wszakże badań okazuje się, że zmiany w B (jak np. wzrost temperatury), towarzyszące zyskiwaniu energji, nie rozpoczynają się w tej samej chwili, co zmiany towarzyszące stracie energji przez A: między jednym a drugim zdarzeniem upływa pewien czas, tym

* albo i później nieco, zależnie od odległości tych „części“ i od warunków panujących między niemi. Przyp. tłum.

** Przez A, B należy tu, oczywiście, rozumieć układy „materjalne“, w najgrubszym znaczeniu słowa. Przyp. tłum.

dłuższy, im większa odległość dzieli A od B. W każdej chwili, należącej do tego okresu, A, doznawszy już pewnych zmian, będzie zawierało mniej energji, niż pierwotnie, a B nie dozna jeszcze żadnej zmiany i będzie zachowywało jeszcze swą pierwotną energję; energja więc całkowita układu A+B będzie w każdej takiej chwili mniejsza, niż pierwotna. Chcąc tedy uczynić zadość zasadzie zachowania energji, musimy znaleźć jakiś inny układ, który zyskuje energję straconą przez A, a nienabytą jeszcze przez B. Rozglądając się jednak dokoła, nie znajdujemy [między A i B] żadnego ciała materjalnego*, któreby doznało według świadectwa zmysłów naszych jakiejkolwiek zmiany, któremu więc moglibyśmy przypisać pochłonięcie energji straconej przez A. Słowem, energji tej nie zyskało żadne ze znanych nam ciał, a jeżeli nie mamy przypuścić, że znikła zupełnie, musimy wynaleźć jakieś ciało, które przejęło ją na ów przynajmniej okres przejściowy. To właśnie ciało hipotetyczne, fikcyjne, nazywa się „eterem": fizycy wyobrazili sobie, że układ A oddaje swą energję „eterowi", ten zaś po pewnym czasie oddaje ją znowu układowi B.

Eter tedy, według określenia, ma być ciałem zajmującym przestrzeń, w której umiejscawia się energja na czas, upływający od chwili opuszczenia A aż do chwili przybycia do B. Jestto koncepcja, wprowadzona celem uniknienia niedogodności, któreby powstały, gdybyśmy musieli zrzec się zasady zachowania energji: o eterze wiemy tylko to, że ma być siedliskiem energji.**

Mogłoby się wszakże zdawać czytelnikowi, że powyższy pogląd na pojęcie eteru nie jest zupełnie słuszny. „Prawda" — powie czytelnik — „że eter jest tam, gdzie jest umiejscowiona energja, lecz n i e t y l k o tam. Przypuszczamy, że jestto pewnego rodzaju substancja, która, podobnie jak zwykłe ciała materjalne, może zawierać energję; substancja ta jest wszechobecną, lecz ilość energji nie jest w niej wszędzie jednakowa [i pewne części eteru mogą jej np. wcale nie zawierać]. Zakłócenia elektromagnetyczne, którym towarzyszą zmiany energji w eterze, nie pociągają za sobą ruchu eteru, lecz tylko przenoszenie się energji z jednych

* Jeżeli promieniowanie od A ku B zachodzi przez „próżnię".
Przyp. tłum.

** W tym miejscu, ze względów wyłuszczonych w 8., 9., 10., opuściliśmy kilka wierszy, w których autor znowu wspomina o wyłożonej w tych paragrafach hipotezie, mającej zastąpić hipotezę Fitzgeralda-Lorentza. Przyp. tłum.

jego części do innych. Sam zaś eter jest zawsze w bezwzględnym, absolutnym spoczynku".

Sądzę, że w ten mniej więcej sposób odpowiedziałaby mi większość fizyków, a przynajmniej ci zwolennicy eteru, którzy koncepcję tę bez głębszych badań przyjmują*. Nie potrzebujemy zatrzymywać się dłużej nad tym przedmiotem i wyłuszczać wszelkich trudności, do jakich ów pogląd prowadzi; dla celów naszych dość będzie okazać, że bynajmniej nie pomaga on hipotezie „prędkości względem eteru" w oświeceniu nas.

Istotnie, położenie ciała [albo indywidualnych części ciała lub ośrodka] można wyznaczyć jedynie przez jakiekolwiek przestrzenne różnice pewnych jego własności. Położenie ciała materjalnego jednorodnego [t. j. nie mającego różnic takich w swym wnętrzu] możemy wyznaczyć dzięki szybkim zmianom własności na jego granicach, czyli u jego powierzchni; gdybyśmy natomiast do granic jego nigdy dotrzeć nie mogli, niepodobieństwem byłoby, oczywiście, dojść do jakichkolwiek określonych wniosków co do położenia lub co do zmiany położenia tego ciała. Takim właśnie ma być eter, t. j. czymś jednorodnym i nieograniczonym. Istotnie, jedyną przypisaną eterowi własność, t. j. możność zawierania energji, mają posiadać wszystkie jego części, a do granic jego — według założenia — nigdy nie możemy dotrzeć; niema więc żadnych zmiennych w przestrzeni własności, na mocy których możnaby wyznaczyć położenie eteru.

Tym samym zaś niepodobna wyznaczyć ruchu eteru względem jakiegokolwiek układu, t. j. zmiany jego położenia względem osi obranych w tym układzie [ani też więc, co na jedno wychodzi, ruchu tego układu względem eteru]. Zanim o prędkości względnej eteru i tego lub owego układu mamy coś orzec, co miałoby jakiś sens, musimy przez pewne określenie [definicję] utrwalić sposób wyznaczenia tej prędkości; albowiem określenie

* a raczej do niedawna przyjmowali. Autor pisząc tę książkę (1907) nie znał jeszcze relatywizmu Einsteina (ogłoszonego w r. 1905., a pogłębionego dzięki Minkowskiemu w r. 1907.), który „eter" zupełnie zarzuca jako zgoła nieprzydatny, nawet jako gieometryczny układ odniesienia. Co do „spoczynku" zaś eteru, autor zbyt źle sądzi o fizykach nawet z lat 1890-ych; Lorentz bowiem np., w swej pracy klasycznej z roku 1895., wyraźnie zastrzega się, że „nieruchomość eteru" (przejęta od Fresnela) bynajmniej nie ma być „bezwzględna", gdyż to byłoby wprost nonsensem, tylko że części eteru mają względem siebie być nieruchome, cały zaś eter ma być nieruchomy względem pewnych chociażby „gwiazd stałych". Przyp. tłum.

konwencjonalne, przyjmowane milcząco we wszelkich sądach o prędkości brył materjalnych, nie daje się zastosować do [jednorodnego i pozbawionego granic] eteru. Jakąkolwiek tedy formę gramatyczną nadamy orzeczeniu naszemu o „prędkości eteru“ lub o „prędkości tego lub owego ciała względem eteru“, będzie ono zawsze tylko albo określeniem, albo zbiorem słów bez treści.

W zwykłej elektromagnetycznej teorji aberacji „prędkość eteru“ wprowadza się *[implicite]* przez twierdzenie, że pole magnetyczne towarzyszące ciału naelektryzowanemu posiada natężenie proporcjonalne do prędkości tego ciała względem eteru. Otóż nie jest to bynajmniej jakimś głębokim twierdzeniem naukowym, lecz albo czymś pozbawionym treści, albo też kiepską parafrazą następującego określenia:

Jeżeli składowa natężenia magnetycznego w danym punkcie układu A, wywołana przez ruch ciała naelektryzowanego B, obdarzonego prędkością v względem A, jest proporcjonalna do

$$v + v_0,$$

nazywamy v_0 prędkością układu A względem eteru, czyli $-v_0$ prędkością eteru względem układu A.

(Częstokroć wprowadza się „prędkość eteru“ przez zdania jeszcze mniej zadowalające, głosząc np., że eter trwa w bezwzględnym spoczynku i że prędkość ciała naładowanego, do której natężenie magnetyczne jest proporcjonalne, jest jego prędkością bezwzględną. Są to wprost frazesy bez sensu, gdyż zawierają terminy „prędkość bezwzględna“ lub „prędkość eteru“, których zgoła nie określono. Zdanie zawierające jeden człon nieokreślony ma ostatecznie charakter określenia, definicji; takie jednak, które zawiera dwa człony nieokreślone, jest poprostu nonsensem.)

Otóż, gdyby nie wprowadzono hipotezy kontrakcyjnej Lorentza-Fitzgeralda, okazałoby się z doświadczeń optycznych, że, jeżeli A jest układem obserwującym [odbiorczym], B zaś wysyłającym, natężenie magnetyczne w A, dzięki ruchowi B z prędkością v względem A, jest proporcjonalne do samego v, a zatym, że $v_0 = 0$, t. j. że układ A spoczywa względem eteru. Jeżeli więc w danej dziedzinie przestrzeni mamy dwa układy odbiorcze [obserwujące], które poruszają się względem siebie ze skończoną prędkością, każdy z nich byłby w spoczynku względem eteru, a dla prędkości eteru względem jakiegoś trzeciego ciała otrzyma-

libyśmy wartości różne, zależnie od tego, czy prędkość tę wyprowadzilibyśmy z pierwszego, czy też z drugiego układu. Rzecz miałaby się więc tak, jak gdyby „eter", którego prędkość określono w powyższy sposób, a który ma wypełniać przestrzeń między temi dwoma układami, składał się z dwuch części: jednej poruszającej się wraz z A, którą należy uważać za część układu A, i drugiej poruszającej się wraz z B, jako część tegoż B. Skoro jednak nalegamy na to, aby „eter" uchodził za układ niepodzielny, musimy przypuścić, że może on w tym samym punkcie posiadać jednocześnie dwie różne prędkości, albo też musimy wprowadzić sztuczną hipotezę Lorentza-Fitzgeralda. Sądzę, że zamiast tego lepiej zrzec się poprostu koncepcji „eteru"*.

Nie wątpię, że ortodoks naukowy drwić będzie z argumentów moich, jako trącących „filozofją", a więc niegodnych uwagi żadnego poważnego człowieka; istotnie jednak on to właśnie dał się filozofji zaprowadzić na manowce, popadszy w najbardziej oślepiające błędy najsurowszego nominalizmu. Dlatego że dano imię *[nomen]* koncepcji „eteru", przyjęto natychmiast, że eter jest jakąś odrębną substancją, różną od ciał materjalnych i poruszającą się niezależnie od nich, wyposażoną w masę, sprężystość, a nawet ciężar; fikcji tej przypisano cały szereg własności, o których wiemy, że kojarzą się tylko z ciałami materjalnemi, a Mendelejew zaproponował nawet uznanie „eteru" za pierwiastek chemiczny i udzielenie mu pewnego miejsca w układzie perjodycznym! Prawda, że nic nie przemawiało przeciw wprowadzeniu samej koncepcji eteru, ani też przeciw prowizorycznemu dodaniu owej hipotezy pomocniczej; gdyby jednak badacze naukowi w swej niechęci dla „logiki drobiazgowej" nie dali się uwieść doktrynie metafizycznej, którą Tomasz z Akwinu odrzuciłby z pogardą, wszelkie hipotezy owe poddaliby ponownej rewizji, kiedy powstały trudności dotyczące aberacji, i oszczędziliby sobie w ten sposób bezpłodnych dyskusji nad „prędkością względem eteru".

Wypadnie nam tedy przyjąć hipotezę, według której natężenie magnetyczne, wywołane w dowolnym punkcie układu, z którym związany jest obserwator, przez ruch ciała naładowanego jest proporcjonalne do prędkości tego ciała względem te-

* Tak też ostatecznie postąpiła sobie z eterem teorja względności, sformułowana przez Einsteina w r. 1905., a od wywodów powyższych jaśniejsza i bardziej radykalna. Przyp. tłum.

goż układu, t. j. względem obserwatora*. Oddzielenie układu „obserwującego“ [t. j. tego, z którym związany jest obserwator] od układu obserwowanego w każdym wogóle przypadku może wydać się trudnym; co do mnie jednak, nie mogłem dotąd zbudować sobie w wyobraźni ani jednego doświadczenia, w którym odróżnienie to nie byłoby zupełnie jasne, byleby tylko pamiętano o zasadach powyższej argumentacji. Wnioski płynące z tej hipotezy, zwłaszcza dotyczące „kontrakcji“ Lorentza-Fitzgeralda, najlepiej będzie rozważyć w związku z pewnym innym zagadnieniem elektromagnetycznym, do którego przejdziemy obecnie.

Masa elektromagnetyczna.

12. Rozpatrując emisję promieni β z ciał promieniotwórczych, wprowadziliśmy pojęcie masy elektromagnetycznej ciała naładowanego. Przyśpieszenie takiego ciała pociąga za sobą zmianę energji magnetycznej pola wytworzonego dzięki ruchowi samego ciała. Dopóki prędkość ostatniego nie zbliża się bardzo do prędkości światła, energja tego pola magnetycznego jest proporcjonalna do kwadratu prędkości ruchu i może być uważana za energję kinetyczną pewnej masy, mianowicie tej, którą ciało zawdzięcza swemu ładunkowi elektrycznemu. [Tę właśnie masę nazwano masą elektromagnetyczną.] Przy większych prędkościach energja pola rośnie szybciej, niż kwadrat prędkości ruchu; jeżeli więc mamy zachować pojęcie masy elektromagnetycznej, musimy zgodzić się na to, że masa ta nie jest stałą, lecz zwiększa się wraz z prędkością. Skoro zjawiska elektromagnetyczne tłumaczymy za pomocą rurek Faradaya, ten przyrost masy winniśmy położyć na karb skupiania się przyczepionych do ładunku rurek w okolicach równikowych [jak objaśniono już w rozdz. IX.], a to dzięki działaniu wywieranemu na nie przez rurki sąsiednie. Z tej zmiany rozmieszczenia rurek skorzystaliśmy także w § 7., kiedy chodziło o teoretyczne usprawiedliwienie kontrakcji Lorentza-Fitzgeralda. Rozstrząsając tedy czynniki wyznaczające zmiany masy elektromagnetycznej, zobaczymy jednocześnie, jakich skutków spodziewać się można od owej kontrakcji w zjawiskach optycznych i innych.

Dla masy elektromagnetycznej elektronu, w zależności od

* Hipotezy takiej nie można jednak przyjąć bez pewnych zastrzeżeń, t. j. nie można stosować jej do wszelkich układów, lecz tylko do pewnej klasy: do układów nieprzyśpieszonych względem siebie. Jestto znowu jeden z najbardziej zasadniczych punktów nowszej teorji względności. Przyp. tłum.

prędkości jego ruchu, wyprowadzono teoretycznie kilka różnych wzorów; te odbiegają od siebie dzięki różnym założeniom uczynionym co do kształtu elektronu w ruchu*. Wszyscy atoli badacze, z wyjątkiem jednego, przypuścili, jak się zdaje, bądź wyraźnie, bądź milcząco, że prędkość, od której zależą zmiany masy, jest „prędkością elektronu względem eteru". Ponieważ zaś odrzuciliśmy tę koncepcję, jako zbyteczną lub wprowadzającą w błąd, musimy przedewszystkim nieco głębiej wniknąć w tę sprawę.

W podanych na str. 157. równaniach (8) i (9) — za pomocą których można wyznaczyć masę elektronu z dostrzeżeń Kaufmanna — albo też w jakichkolwiek wzorach dokładniejszych „prędkość elektronu" występuje dwukrotnie. Wprowadzamy ją, kiedy obliczamy odległość, którą w danym czasie przebywa elektron względem płyty fotograficznej; prędkość ta, oczywiście, jest prędkością względem aparatu, czyli narzędzia obserwacyjnego. Wprowadzamy ją także za pośrednictwem wyrazu $\frac{H\varepsilon v}{V^2}$, który jest miarą siły wywieranej na elektron dzięki oddziaływaniu wzajemnemu rurek przyczepionych do elektronu i rurek stanowiących źródło zewnętrznego pola magnetycznego; ponieważ zaś założyliśmy, że działanie magnetyczne jednego układu na drugi jest zawisłe od ruchu względnego ładunków wytwarzających te pola, przeto i tę prędkość uważać musimy za prędkość elektronu względem aparatu wytwarzającego pole magnetyczne zewnętrzne [a więc np. względem elektromagnesu]. Otrzymamy tedy poprawną ocenę masy elektronu, jeżeli wielkość v występującą we wspomnianych wzorach utożsamimy z prędkością elektronu względem użytego do pomiarów aparatu. Istotnie, pogląd ten przyjęto we wszystkich dyskusjach pomiarów Kaufmanna, lecz przyjęcie go przez tych, którzy sądzą, że działanie magnetyczne zależy od prędkości względem eteru i że prędkością apa-

* Elektron Abrahama jest kulą sztywną, t. j. posiada postać kulistą nietylko w spoczynku, lecz i przy dowolnym ruchu, gdy elektron Lorentza jest kulą w spoczynku, zaś elipsoidą spłaszczoną w kierunku ruchu, w stosunku $1 : \sqrt{(1-v^2/V^2)}$, kiedy posiada prędkość v, przy zachowaniu zresztą rozmiarów poprzecznych. Elektron Bucherera jest kulą w spoczynku, a spłaszczoną elipsoidą w ruchu, jednakże inaczej, niż u Lorentza, a mianowicie tak, iż objętość elektronu jest taka sama, jak w spoczynku; takiż jest elektron Langevina. Szczegóły dotyczące tych różnych elektronów znajdzie czytelnik w rozdz. XI. mojej Elektryczności i magnetyzmu, t. III. Przyp. tłum.

ratu względem eteru jest prędkość ruchu rocznego ziemi, daje się usprawiedliwić tylko tym, że prędkość rocznego ruchu ziemi jest tak mała w porównaniu z prędkością elektronu względem aparatu, iż można ją zaniechać, nie popełniając błędu wykraczającego poza granice błędów doświadczalnych.

Nie tak łatwo natomiast orzec, od jakiej prędkości zależy owa zmiana rozmieszczenia rurek dokoła elektronu, która pociąga za sobą zmianę masy elektromagnetycznej i kontrakcję Lorentza-Fitzgeralda. Ta zmiana rozmieszczenia nie może zachodzić dzięki oddziaływaniu na się różnych rurek przyczepionych do poruszającego się elektronu, gdyż rurki te nie poruszają się względem siebie*; musi więc polegać na wzajemnym działaniu rurek przyczepionych do elektronu oraz rurek należących do jakiegoś innego układu, względem którego pierwsze poruszają się ze skończoną prędkością. W rozdziale I. byliśmy jednak zniewoleni do wniosku, że rurki przyczepione do danego ładunku nie kończą się na ładunku kompensującym przeciwnego znaku, lecz rozciągają się we wszystkich kierunkach w nieskończoność; dziedzina więc, którą przebywa nasz elektron, musi być przeszyta przez rurki wychodzące z elektronów [ujemnych] i ładunków dodatnich, zawartych w atomach wszystkich ciał okolicznych, które względem elektronu mogą posiadać najrozmaitsze prędkości. Jeżeli rurki elektronu wchodzą w działania wzajemne z temi właśnie rurkami, zmiana rozmieszczenia pierwszych wraz z prędkością będzie nieokreślona, dopóki nie będziemy znali ruchu elektronu względem wszystkich otaczających go atomów. Skoro jednak ciała otaczające są [makroskopowo] neutralne, rurki ich rozmieszczają się bezładnie, tak iż wypadkowy ich wpływ na rurki przyczepione do elektronu zniknie. Jest atoli jeden układ, którego rurki nie są względem rurek elektronu rozmieszczone bezładnie; jestto ów atom, który pierwotnie zawierał w sobie elektron, a po wyrzuceniu go posiada odpowiedni ładunek dodatni: rurki tego ładunku dodatniego są tak ugrupowane, iż tworzą dokoła elektronu pole elektryczne o pewnym skutku wypadkowym, i te właśnie rurki oddziaływają na rurki poruszającego się elektronu, i odwrotnie. Z rozważań tych wynika tedy, że prąd-

* O tyle tylko, o ile chcielibyśmy (wraz z autorem) konsekwentnie przeprowadzić teorję opierającą się na „rurkach Faradaya“ jako bytach dających się zindywidualizować, t. j. utożsamić w ruchu i odkształceniu. Ta myśl jednak, w której autor się lubuje, z wielu względów okazała się nieprzydatną. Przyp. tłum.

kością, od której zależy zmienna masa elektromagnetyczna, jest prędkość elektronu względem układu posiadającego kompensujący ładunek znaku przeciwnego *.

Nie należy wszakże wywodom powyższym zbyt wielkiego przypisywać znaczenia. Wiedza nasza co do własności rurek Faradaya jest niezupełna. Istotnie, koncepcja ta może się okazać również nieprzydatną i bałamutną, jak eter; ma jednak przynajmniej tę dobrą stronę, iż nasuwa pytania kojarzące się z nierozwiązanemi jeszcze zagadnieniami, które „eter" przesłaniał. Mogłoby wydać się nieprawdopodobnym, aby różnica między dwoma powyższemi poglądami na prędkość wyznaczającą skutki magnetyczne ładunków mogła mieć jakikolwiek wpływ na wyniki doświadczalne; prędkości bowiem, z któremi ciała otaczające elektrony w doświadczeniu Kaufmanna poruszają się jedne względem drugich, są tak małe w porównaniu z ich prędkością względem każdego elektronu, iż jest sprawą obojętną, któremu z tych ciał przypiszemy ruch elektronu. Z głębszego wszakże rozważenia rzeczy okazało się, że wybór układu odniesienia wpływa istotnie na interpretację dostrzeżeń Kaufmannowskich. Do takiego przynajmniej wniosku doszedł Bucherer, którego teorja jest całkiem wolna od eteru.

Pozostałe teorje zależności masy elektromagnetycznej od prędkości elektronu różnią się od siebie co do założeń dotyczących rozmieszczenia rurek naokoło elektronu [a raczej co do kształtu, jaki przypisują elektronowi w ruchu; patrz zresztą przypisek tłumacza na str. 316]. Słowo „elektron" oznacza, że zachodzi pewien związek między rurkami stanowiącemi jakieś układy, czyli że wszystkie rurki należące do jednego z takich układów biorą społem udział w ruchu statecznym postępowym: o każdym z takich układów mówi się, że jest „przyczepiony do danego elektronu". Aby jednak wyznaczyć masę jako funkcję prędkości, należy uczynić pewne przypuszczenie co do rozmieszczenia rurek i spo-

* Autor zapomina jednak, że takich układów (oprócz atomu, który wyrzucił dany elektron) może istnieć jednocześnie całe mnóstwo, a z tych pewne mogą w danej chwili znajdować się bliżej elektronu, niż ów atom rodzimy, i poruszać się z innemi zgoła względem tegoż elektronu prędkościami. — Bezpośrednio po tym wniosku autor poświęca kilkanaście wierszy myślom, które żadnej już nie wytrzymują krytyki; dlatego uważałem za stosowne usunąć je z przekładu. Sam autor zresztą zaznacza już w następnym zdaniu (patrz tekst po tym odsyłaczu), że wywodom jego nie należy przypisywać zbyt wielkiej wagi.
Przyp. tłum.

sobu, w jaki są „do elektronu przyczepione". Najprostszym byłoby założenie, że wszystkie rurki promieniują jednakowo we wszystkich kierunkach [izotropowo] tylko z jednego punktu; założenie to prowadzi jednak do niepokonanych trudności. W punkcie bowiem, w którym zbiegałyby się wszystkie rurki, polaryzacja byłaby nieskończenie wielka [i zresztą nieokreślona co do kierunku], to zaś dałoby nieskończoną wartość dla energji, a więc też dla masy całego układu. Chcąc tego uniknąć, a jednocześnie zachować przypuszczenie izotropowego promieniowania rurek, tak aby polaryzacja była odwrotnie proporcjonalna do kwadratu odległości [oczywiście tylko w stanie spoczynku elektronu względem pewnego układu odniesienia], należy przypuścić, że w pewnej dziedzinie, otaczającej ów punkt zbieżności wszystkich rurek, własności rurek są w ten lub ów sposób zmienione, tak iż polaryzacja nie staje się nieskończenie wielką. Rozmaite obliczenia masy elektromagnetycznej różnią się co do założeń uczynionych względem tej właśnie dziedziny*.

Obliczenie najwcześniejsze—J. J. Thomsona—opierało się na założeniu, że wewnątrz małej kuli zatoczonej naokoło punktu, z którego promieniują rurki, polaryzacja elektryczna znika. Dziedzinę tę, w której rurki posiadają własności zmienione, można uważać za przestrzeń zajętą przez elektron; promień tej właśnie małej kuli Thomsona nazwaliśmy na str. 202 „promieniem elektronu".

Założenie Abrahama (sztywna kula naelektryzowana) jest bardzo zbliżone do założenia Thomsonowego. Lorentz przypuścił, że elektron jest kulą, gdy układ rurek jest w spoczynku, i że doznaje kontrakcji, skojarzonej z jego i Fitzgeralda nazwiskiem, gdy jest w ruchu. Bucherer w swych pierwszych badaniach również zakłada, że elektron jest kulą w stanie spoczynku, a w ruchu doznaje odkształcenia, innego jednak, niż elektron Lorentza. Righi wreszcie przypuszcza, że polaryzacja nigdy nie może przekroczyć pewnej wartości skończonej: na powierzchni elektronu

* Żadne z tych obliczeń, z wyjątkiem Thomsonowego, nie opiera się jawnie (explicite) na koncepcji rurek Faradaya. Założenia uczynione przez Abrahama, Bucherera i Lorentza, acz zupełnie proste przy nomenklaturze, jaką się autorowie ci posługują, w terminach rurek Faradaya możnaby wyrazić jedynie w nader zawiły sposób. Założenia, które przytaczam poniżej [w tekście] nie są dokładnie te same, które fizycy ci uczynili, lecz są takie, jakie z tychże pojęć fizycznych zrodziłyby się w umyśle badacza posługującego się koncepcją rurek.

ma posiadać wartość maksymalną, wewnątrz natomiast zero. Krótkie to zestawienie wystarczy do wskazania istoty poczynionych założeń.

Jedyną dostępną obecnie drogą do rozstrzygnięcia sprawy na korzyść jednego z wzorów, opartych na tych różnych założeniach, jest porównanie ich z wynikami doświadczeń Kaufmanna. Probierza tego nie można jednak uważać za ostateczny: może on wyłączyć niektóre teorje, ale granice błędu doświadczalnego są z konieczności tak obszerne, iż zawsze jeszcze możliwe być musi wynalezienie nowych hipotez, które dadzą wyniki niegorsze od już istniejących*. Kaufmann znajduje, że teorje Abrahama i Bucherera zgadzają się z jego doświadczeniami w granicach błędów dopuszczalnych, że natomiast wzory Lorentza i Thomsona należy odrzucić**. Teorja Righi nie przyoblekła się jeszcze w postać, w której możnaby zastosować do niej sprawdzian eksperymentu [t. j. Righi, ani nikt inny, nie opracował jej matematycznie].

Dopóki nie znajdziemy bardziej zadowalającego sposobu rozstrzygnięcia między spółzawodniczącemi teorjami budowy elektronowych układów rurek, wynajdywanie nowych hipotez i wysnuwanie z nich wniosków nie na wiele się przyda. Warto wszakże zaznaczyć tu pewien nowy kierunek, który badania tego rodzaju mogą obrać.

Czy teorja Faradaya posiada znaczenie fizyczne?

13. Wszystkie teorje te opierały się bez wyjątku na założeniu, że rurki elektronowe promieniują we wszystkich kierunkach, t. j. że polaryzacja elektryczna, odpowiadająca danemu elektronowi, jest [w całym jego otoczeniu, bez luk] odwrotnie proporcjonalna do kwadratu odległości od tegoż elektronu. Ale na poparcie tego przypuszczenia nie mamy żadnego dowodu eksperymentalnego, tak iż warto się zastanowić, czy inne jakieś rozmieszczenie rurek nie da lepszych wyników. Pogląd ten zdziwić może czytelnika; nauczono go bowiem, że prawo odwrotnych kwadratów zostało ostatecznie stwierdzone przez doświadczenie Cavendisha. Pamiętajmy jednak, że w doświadczeniu tym nie chodziło o jeden, wyodrębniony elektron, lecz o skutek zbiorowy miljonów elektro-

* Porównaj uwagi co do wzorów dyspersyjnych, str. 270.

** Zaznaczyć atoli wypada, że wyniki późniejszych badań doświadczalnych, wykonanych przez Bucherera, a zwłaszcza przez Hupkę (E. Hupka, Annalen der Physik, T. 31, str. 169; 1910), wypadły na korzyść Lorentza, a przeciw wzorowi Abrahama. Przyp. tłum.

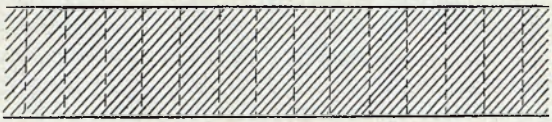
nów, składających się na najmniejszy chociażby ładunek, który w dostrzeżeniach takich wprost można zmierzyć. Ładunek kuli w owym klasycznym eksperymencie polegał na obecności nieprzebranego mnóstwa elektronów ponad liczbę niezbędną do zobojętnienia ładunku dodatniego jej atomów. Jakiekolwiek założymy rozmieszczenie rurek naokoło poszczególnych elektronów, rurki olbrzymiej liczby elektronów o wszelkich możliwych orjentacjach będą w przybliżeniu rozmieszczone jednako na wszystkie kierunki. O ile wiemy, rurki każdego układu elektronowego z osobna mogłyby leżeć w jednej płaszczyźnie, a nawet w jednej prostej: istotnie, do każdego elektronu mogłaby być przyczepiona tylko jedna rurka, t. j. elektron mógłby być poprostu końcem tylko jednej rurki Faradaya. Możliwość takich hipotez otwiera szerokie pole do dalszych badań, to zaś zniewala nas do nieco bliższego rozpatrzenia koncepcji rurek Faradaya. Posługiwaliśmy się nią w całej książce dlatego, iż umożliwiła nam wykład teorji elektryczności w języku niematematycznym. Obecnie jednak zapytać możemy, czy stosowanie jej nie znajduje jeszcze innego usprawiedliwienia: czy rurki Faradaya nie posiadają też „znaczenia fizycznego"?

Pytanie to wymaga pewnego wyjaśnienia. Jeżeli teorją Faradaya posługujemy się jedynie do przekładu wyników spółczesnej teorji matematycznej elektryczności, opartej na pracy Hertza, na język niematematyczny, otrzymamy te same, oczywiście, wyniki, czy stosować będziemy nomenklaturę pierwszej, czy też drugiej teorji. Lecz, jak już wspomnieliśmy, znaczenie koncepcji naukowych polega na tym, co nam nasuwają. Znaczną część optyki traktować można również dobrze za pomocą korpuskularnej [emisyjnej], jak i falistej teorji światła, druga jednak, a nie pierwsza, nasunęła pomysł doświadczeń interferencyjnych; ponieważ wyniki tych eksperymentów zgodziły się z przepowiedniami teorji undulacyjnej, powiadamy, że koncepcje tej, a nie tamtej teorji posiadają znaczenie fizyczne.

Podobnie teorja Faradaya nasuwa badania doświadczalne, których teorja Hertza [Maxwella] nie nasuwa. Ostatnia opiera się na założeniu, że rozmieszczenie energji w polu elektrycznym jest ciągłe, pierwsza natomiast poddaje nam myśl, że może być nieciągłe: już samo używanie terminu „rurka" nasuwa różnicę między własnościami dziedzin zawartych wewnątrz a zewnątrz rurek oraz pewną nieciągłość w zmianie tych własności przy przekroczeniu ścian danej rurki. (Dzięki tej właśnie różnicy ciągłości

i nieciągłości teorja Hertza nadaje się tak dobrze do opracowania matematycznego, teorja zaś Faradaya — do unaocznienia stosunków.) Tak np. w przestrzeni zawartej między dwiema równoległemi okładkami kondensatora energja, według teorji Hertza, jest rozmieszczona jednostajnie [bez luk], jak na rys. 31A, gdy tymczasem teorja Faradaya nasuwa możliwość rozmieszczenia wyobrażonego na rys. 31B (w którym jedynie części zakreskowane mają zawierać energję). Koncepcje Faradaya możemy też zastosować do rozmieszczenia A, dzieląc rozważaną przestrzeń za pomocą pomyślanych płaszczyzn (zaznaczonych na rysunku linjami przerywanemi) na komórki i nazywając każdą z nich rurką Faradaya; przy przekroczeniu granic takiej rurki nie bę-

Rys. 31A.



Rys. 31B.



dziemy jednak mieli żadnych zmian własności ośrodka. Jeżeli eksperyment zmusi nas do wniosku, że rozmieszczenie energji istotnie jest ciągłe, będziemy musieli przyznać, iż rurki zgoła nie posiadają znaczenia fizycznego. Jeżeli natomiast teorja Faradaya posiada znaczenie fizyczne, powinny dać się znaleźć w częściach niezakreskowanych B miejsca takie, w których każde ciało byłoby wolne od działania ładunków rozmieszczonych na okładkach kondensatora. Przerwy między rurkami, o ile wogóle istnieją, muszą niewątpliwie być bardzo małe, tak małe, iż w żadnej z nich nie pomieściłoby się ciało o rozmiarach molekularnych. Elektron natomiast [o średnicy sto tysięcy razy mniejszej od molekuły] mógłby podlegać różnym siłom, zależnie od tego, czy leżałby wewnątrz, czy zewnątrz dziedziny zajętej przez rurki.

Otóż przypomnijmy sobie, że, rozważając trudności związane z teorją jonizacji za pomocą promieni Roentgena, doszliśmy

do wniosku, iż zagadnienie to najlepiej dałoby się rozwiązać, gdyby można było przypuścić, że z pośród wszystkich elektronów zawartych w gazie przeszytym przez promienie Roentgena mały tylko ułamek podlega wpływom tych promieni. Lecz promienie Roentgena są pulsami biegnącemi wzdłuż rurek Faradaya; gdyby więc rozmieszczenie rurek w pobliżu promieni katodowych, dających początek promieniom Roentgena, było istotnie podobne do wyobrażonego na rys. 31B, siłom pochodzącym od pulsów Roentgena podlegałyby tylko te elektrony, które leżą w zakreskowanych częściach rysunku. Jeżeli wyobrazimy sobie, że teorja Faradaya posiada znaczenie fizyczne, a rurki przyczepione do każdego elektronu są cienkiemi włóknami, przebiegającemi w skończonych od siebie odstępach, natężeniu elektrycznemu w pulsach wędrujących wzdłuż tych włókien będziemy mogli przypisać wartość tak wielką, jak się nam podoba, a energja całkowita pulsu nie przekroczy pomimo to granicy wytkniętej jej przez doświadczenie. Zniknie wówczas znaczna część trudności związanych z działaniem jonizacyjnym promieni Roentgena. Pomysł ten zawdzięczamy J. J. Thomsonowi; jest to wprawdzie tylko spekulacja, lecz zaufanie moje do gienjuszu Faradaya jest tak wielkie, iż czułbym skłonność do przyjęcia wszelkiej, niewiedzieć jak śmiałej hipotezy, byle tylko nasuniętej przez myśli, które rozwinął Faraday.

Co do dalszego pytania, czy rurki posiadają dokładnie te własności, które im przypisano, w szczególności zaś, czy związek między ich ruchem a towarzyszącym mu polem magnetycznym jest ściśle taki, jak przedstawiliśmy go na str. 16., niewiele mamy do powiedzenia. Pragnę tylko raz jeszcze zwrócić uwagę czytelnika na nieznajomość naszą pól elektrostatycznego i magnetostatycznego, otaczających oddzielny elektron, a mogących wyrażać własności rurek w ich najprostszej postaci. Bardzo być może, że siły, które wywierają na się części układu ładunków o rozmiarach atomowych różnią się poniekąd od tych, które przyjmujemy przez analogję do układów [molarnych] o rozmiarach znacznie większych. Tak np., wspomnieliśmy już, że wartość e/m dla elektronu, wyprowadzona ze zjawisk zależnych od procesów intraatomowych, odbiega nieco od wartości otrzymanej z procesów rozgrywających się nazewnątrz atomu. Nader sugiestywną jest jaskrawa różnica między własnościami elektryczności dodatniej a ujemnej, na której odkryciu oparto rozwój elektronowej teorji materji: skoro przypomnimy sobie,

że elektryzacja dodatnia występuje jedynie w ustrojach, które według wszelkiego prawdopodobieństwa zawierają znaczne liczby elektronów, nie będziemy mogli oprzeć się domysłowi, że „elektryczność dodatnia“ ma może pokryć tylko niewiedzę naszą i że przypisywane jej siły mogą się zredukować do objawów nieodkrytych jeszcze własności rurek Faradaya, przyczepionych do elektronów.

14. Na zakończenie tej książki dobrze będzie powiedzieć słów kilka o teorjach mechanicznych elektryczności.

Mechaniczne teorje elektryczności. W ostatnich czasach teorje te znajdują naogół swój wyraz w koncepcji eteru i dążą do nakreślenia układu zbudowanego z cząstek masywnych, działających wzajem na siebie według przyjętych praw mechaniki, układu, w którym rozmieszczenie i ruch energji mają naśladować to, co przypuszczalnie zachodzi w eterze. Zadanie takie jest i, o ile mogę ocenić, zawsze być musi nieokreślone, dopóki nie wprowadzimy dalszych przypuszczeń. Jedyną funkcją mechaniczną, występującą w określeniu eteru, jest energja: doświadczenie może nas pouczyć jedynie co do zmian energji, zawartej w eterze, w czasie i w przestrzeni. Lecz energję układu materjalnego uważamy za funkcję przynajmniej dwuch wielkości mechanicznych, masy i prędkości, wysiłu i odkształcenia, i t. d.; obserwacja może dać nam tylko dla każdego punktu eteru wartość jednej funkcji dwuch takich wielkości, nie może nas pouczyć natomiast co do wartości każdej z nich z osobna. Jeżeli więc część energji eteru ma być energją kinetyczną układu mechanicznego, podać można nieskończenie wiele takich układów o tym samym rozmieszczeniu energji: każdemu punktowi możemy przypisać np. wszelką masę, bylebyśmy wyposażyli go w odpowiednią prędkość, tak aby iloczyn $\frac{1}{2}mv^2$ miał wymaganą wartość. We wszystkich istniejących teorjach mechanicznych spotykamy pewne założenie co do prędkości panującej w każdym punkcie eteru, z której następnie wyprowadza się odpowiednią wartość masy. Różni autorowie uciekli się pod tym względem do różnych przypuszczeń. Najczęściej spotykamy się z przypuszczeniami, według których (1) natężenie magnetyczne jest proporcjonalne do prędkości eteru, albo też (2) prędkość eteru w jakimkolwiek punkcie jest prędkością pewnej grupy rurek Faradaya, przebiegających w okolicy tego punktu. Pierwsze jest bardzo podobne do tego, które rozpatrzyliśmy na str. 313., i prowadzi też do tych samych trudności; drugie zwalnia nas od konieczności wprowadzenia koncepcji eteru i redukuje teorję do mechanicznej teorji samych rurek. Przez

to jednak zadanie nie staje się jeszcze określone, nie można bowiem energji rurek opisać w terminach ruchu rurek, rozważanych jako całości; energję elektrostatyczną wyrazić należy albo jako energję odkształcenia, albo też jako siłę żywą części rurek. Każda z tych możliwości wymaga dalszych dopiero założeń, jeżeli ma prowadzić do jednoznacznego określenia prędkości lub odkształcenia każdej części rurki.

J. J. Thomson naszkicował w ogólnych zarysach mechaniczną teorję rurek, wprowadzającą jednocześnie koncepcję eteru, a opartą na analogji hydrodynamicznej, o której wspomnieliśmy w rozdziale I. Według tej teorji własności eteru mają być podobne do własności płynu wyposażonego w masę, a masa pozorna rurek ma być masą tego płynu, który unoszą ze sobą w swym ruchu. Z wyłuszczonych już wszakże powodów najlepiej całkiem unikać koncepcji eteru. Jeżeli mamy posługiwać się koncepcją rurek Faradaya, jedyny pożytek z eteru polegałby na zadowoleniu tych, co wciąż jeszcze lgną do dogmatu (co najmniej tak dawnego, jak Arystoteles), twierdzącego, że substancja ostateczna, której ciała materjalne różnemi są postaciami, musi być ciągłą w przestrzeni. Dziwna zaiste, że przekonanie to zachowało się jeszcze, kiedy rozwój fizyki od założenia daltonowskiej teorji atomowej aż do najnowszej doby był nieprzerwanym procesem odrzucania interpretacji w terminach ciągłości na korzyść interpretacji nieciągłej; co najmniej, nie usprawiedliwia to, moim zdaniem, posługiwania się terminem tak pełnym możliwych błędów, jak „eter".

Wypada nam zwrócić nadto uwagę na zarzut jeszcze ogólniejszy, który wytoczyć można przeciw wszelkim mechanicznym teorjom elektryczności. Oto spółczesna teorja elektryczności usiłuje sprowadzić masę ciał materjalnych do własności elektromagnetycznych układów naładowanych [a nawet poprostu samych ładunków]: czyż rozsądnie wobec tego chcieć wytłumaczyć te znowu własności elektromagnetyczne w terminach masy? Prawda, że ów nowy układ, któremu przypisuje się masę, nie jest [zwykłym] ciałem materjalnym, tak iż w rozumowaniach tych niema koła błędnego; już sam fakt jednak, że układ ten ma różnić się tak znacznie od ciał materjalnych, nasuwa wątpliwości, czy słuszna przypisywać mu własność, która w umysłach naszych jak najściślej skojarzyła się z temi ciałami, t. j. bezwładność, czyli masę. Już sama wzmianka o masie nasuwa bezpośrednio ciężar, a dopóki tylko mówić będziemy o masie eteru, zawsze panować będzie śród pewnych ludzi dążność do ulatywania w krainę bez-

owocnej spekulacji nad ciężarem eteru. Nowoczesna doktryna energji zniewoli nas ostatecznie do prób sprowadzenia wszelkich postaci energji do jednej tylko, lecz co do wyboru tej jedynej postaci mamy dopiero się porozumieć. Czy będzie to energja kinetyczna, czy elektromagnetyczna? Co do mnie, głosowałbym za drugą; należyte wszakże rozważenie tej sprawy wymagałoby całego traktatu o zasadach nauki.

Bibljografja do rozdziału XIV.

Znakomity [?] wykład matematycznej teorji własności elektromagnetycznych ciał w ruchu znajdzie czytelnik w niewielkiej książce Bucherera: Mathematische Einführung in die Elektronentheorie. [Znacznie lepszy jednak w H. A. Lorentza Theory of Electrons, Teubner, 1909; optyce poruszających się ciał jest poświęcony cały rozdział V. tego dzieła. Książeczka Bucherera czyta się wprawdzie miejscami przyjemnie, zawiera jednak mnóstwo usterek i odznacza się chaotycznością.] Klasyczne rozprawy oryginalne o tym przedmiocie stanowią: Versuch einer Theorie der elektrischen und optischen Erscheinungen in bewegten Körpern Lorentza (Lejda, 1895.) oraz Aether and Matter Larmora [Cambridge, 1900.], zwłaszcza rozdział X. Znaczna część tego dzieła pojawiła się dawniej w Phil. Transactions. [Zaznaczyć tu wypada, iż praca Larmora bynajmniej nie jest aż tak „klasyczna“, aby należało wymieniać ją obok pracy Lorentza, jako jedną z dwuch jedynych rozpraw oryginalnych. Wpływ faktyczny na najnowszy rozwój elektromagnetyzmu i optyki miała praca Lorentza bez porównania większy.]

Co do masy elektromagnetycznej, przytoczyć możemy, z pośród znacznej liczby ogłoszonych rozpraw, następujące:

J. J. Thomson, Phil. Mag., XI. str. 229, 1881. [Czytelnik poprawi tam błędne spółczynniki liczebne, wytknięte w swoim czasie Thomsonowi przez Heaviside'a i innych.]

Heaviside, Phil. Mag., kwiecień 1889.

Abraham, Ann. d. Phys., XI. str. 105—179; 1907. (*A.* i *L.*, str. 1).

Righi, Phys. Zeitschr., VIII. str. 161—169; 1907.

Planck, Phys. Zeitschr., VII. str. 753—761; 1906 (dyskusja, w której brali udział Abraham, Bucherer i inni).

Bucherer, Phil. Mag., XIII. 413—420; 1907.

Wiadomości o niektórych mechanicznych teorjach eteru są podane w Larmora Aether and Matter, dodatki D i E.

DODATEK.

Dobrze będzie zestawić tu wartości najważniejszych wielkości, które częstokroć wprowadzaliśmy w różnych rozdziałach tej książki.

Pięć jest stałych „naturalnych“, niezależnych od własności specyficznych żadnego ciała materjalnego:

(1) ładunek elektronu $\varepsilon = 3{\cdot}4 \times 10^{-10}$ jedn. elektrostat.

(2) masa elektronu $m = 6{\cdot}1 \times 10^{-28}$ gram.

(3) promień elektronu $l = 10^{-13}$ cm. (około)

(4) prędkość światła w próżni $V = 3 \times 10^{10}$ cm./sek.

(5) „stała gazowa“ $\alpha = 1{\cdot}46 \times 10^{-16}$ erg/stopień.

Ważnym również jest stosunek (1) do (2):

(6) e/m dla elektronu $\varepsilon/m = 5{\cdot}6 \times 10^{17}$ jedn. elstat./gr.

Dołączyć tu należy jeszcze dwie inne wielkości:

(7) masę atomu wodoru $M = 1{\cdot}1 \times 10^{-24}$ gr.

(8) promień atomu $r = 10^{-8}$ cm. (w przybliżeniu).

Ci, których zajmują jednostki i wymiary, niechaj zauważą, że z (2), (3) i (4) można uczynić podstawę „naturalnego“ układu jednostek, w którym jednostkami masy, długości i czasu byłyby, w przybliżeniu:

$$[M] = 6{\cdot}1 \times 10^{-28} \text{ gr.}$$

$$[L] = 10^{-13} \text{ cm.}$$

$$[T] = 3{\cdot}3 \times 10^{-24} \text{ sek.}$$

Ponieważ ładunek elektryczny posiada w układzie elektrostatycznym jednostek wymiary $[K]^{1/2}[M]^{1/2}[L]^{-3/2}[T]^{-1}$, gdzie K jest stałą dielektryczną, przeto mamy:

$$[K]=\frac{(3{\cdot}4\times10^{-10})^2}{6{\cdot}1\times10^{-28}\times10^{-39}\times(3{\cdot}3\times10^{-24})^{-2}}=2{\cdot}1,$$

a więc wartość, która różni się od jedności nie o więcej, niż wynosi możliwy błąd popełniony dzięki niepewności powyższej wartości dla l.

Ponieważ wreszcie α posiada wymiary $[M]\,[L]^2\,[T]^{-2}\,[\theta]^{-1}$, gdzie θ jest temperaturą, przeto „naturalna“ jednostka temperatury byłaby

$$[\theta]=\frac{6{\cdot}1\times10^{-28}\times9\times10^{20}}{1{\cdot}46\times10^{-16}}=3{\cdot}7\times10^{9}\text{ stopni Celsjusza.}$$

SPIS RZECZY ABECADŁOWY.

(Liczby wskazują stronice.)

Aberacja 293—295; kąt—294 i n.; stała—295.
Abraham 205, 316, 319 i n.
Airy 296 i n.
Aitken 145.
Ampère 2, 4, 15, 75.
Anormalna dyspersja 68 i n.
Aschkinass 62.
Atom elektryczności 50 i n., 106; wielkość atomu a wartościowość 259.
Atomu budowa i chemia 267—269; bud. i widmo 270—280; dezintegracja (rozpad) 212, 285.
α (stała) 108, 118 i n.

Balmer 272.
Barkla 185.
Barnes 207.
Becquerel H. 98, 189.
Becquerel J. 100.
Becquerela promienie 189—199.
Berzelius 257.
Bezpromienne zmiany 214.
Bizmut, własności magnetyczne 75; opór—w polu magnetycznym 131.
Boltzmann 54.
Bragg 191—193, 207, 247.
Bucherer 318 i d.
Budowa atomu i chemia 267—269; b. at. i widmo 270—280; dezintegracja (rozpad) 212, 285.
Bumstead 189.

Campbell N. R. 309.
Chemiczna reakcja, różna od promieniotwórczości 221; teorja elektronowa—257—259; własności jonizacyjne 222, 268.
Chemja fizyczna 268 i n.
Ciągłość i nieciągłość 321 i n.
Ciążenie 288 i n.
Ciepło, —i jonizacja 222—225; przewodzenie—115—117; cieplny ruch elektronów 107; teorja kinetyczna 107; — właściwe 244 i n.; —wytwarzane przez prąd 112 i n., 121 i n., przez promieniotwórczość 207 i n.
Cremieu 18.
Crookes 154 i n., 209.
Crookesa ciemnia 152.
Crowther 197, 250.
Curie 190, 196, 207, 233.

Danne 207.
Diamagnetyzm 74; obliczenie — 78 i n.; teorja Maxwella 76.
Dielektryczna stała 3, 58, 65; — gazów 54; obliczenie — 50 — 55; — w związku ze spółczynnikiem załamania 39, 67.
Dodatni atom 171, elektron 132, 135, 164, 235, elektryczność 106, 235 i n., 324, kula 236, zorza 153.
Dopplera skutek 296.
Drgania, ich składanie 87, 95;—elektryczne 35, harmoniczne 56, świetlne 41—45, wymuszone 56, 60.
Droga swobodna elektronu 109 i n., 114.
Drude 70, 72, 102, 108, 134, 237, 244.
Du Bois 98.
Dulong i Petit 245.
Dyspersja światła 56 i d.;—anormalna, normalna 68 i n.
Działanie na odległość 2, 29.

Einstein 108, 309, 312, 314.

Elektrododatnie i — ujemne pierwiastki 257.
Elektrolity, własności optyczne 115.
Elektroliza 50; prawo Faradaya 50; teorja 104.
Elektromagnetyczna masa 25 i n., 200 i d., 315 i n.; — teorja światła 35 i n.
Elektrony dyspersyjne 242, swobodne 51, 73, 105 i d., 246, wartościowe (walencyjne) 261, związane 51, 71.
Elektrony, *e/m* 89 i d., 157—160, 196, 200—205; liczba w atomach 236—256, w metalach 113, 126, 244; ładunku wielkość 51, 90 i n., znak 90, 99, 132—135; masa 55 i n., 93, 200—205, 315; określenie 51, 135, 318 i n.; wyzwalanie 111, 172; zestawienie własności 135.
Elektryczne drgania 35, — polaryzacja 10,—prąd 13,—przewodnictwo 104 i d.
Elektryczność, teorja płynów 47 i n., 49 i n.
Elster i Geitel 217 i n.
e/m dla elektronu 89 i d., 157—160, 196, 200—205; dla promieni α 191, dla promieni kanalikowych 163—165.
Emisja światła 275—280.
Energja, niezbędna do jonizacji atomu 175, 194 i n., termiczna 107, wyzwalana przez prąd 112 i n. En. w eterze 309—313, 323—326, w polu elektrostatycznym 11, magnetycznym 24.
Eter 7, 36, 292 i rozdz. XIV. *passim*; energja w eterze 309 i d.; prędkość względem eteru 302 i d.
Ettingshausen 128 i n.
Ewers 200.
ε 51, 90 i d., 147 i n.

Faraday, rozdziały I. i XIV. *passim*.
Faradaya ciemnia 152, elektroliza 50, elektrooptyka 36 i n., magnetooptyka 84; zjawisko 84, jego obliczenie 94—96.
Faradaya rurki, drgania 30, masa 25 i n., określenie 8 i d., ruch 11—16; własności elektryczne 10 i n., magnetyczne 13—16, 21—24; wysił 11; znaczenie fizyczne 320—324.
Ferromagnetyzm 75.
Fitzgeralda-Lorentza hipoteza 306 i d.
Fizeau 300 i d.
Fizyczna chemja 268 i n.
Fluorescencja 278 i n.
Fosforescencja a promienie Roentgena 177, 184.
Fotoelektryczny skutek 218—220; — znużenie 220.
Fresnel 40, 45, 292, 296 i n., 299.

Gazy, ciepło właściwe 244 i n., dyspersja 91, jony 141 i d., przewodzenie 137—168, stała dielektryczna 54.
Geitel 217 i n.
Goldhammer 100.
Goldstein 154, 162.
Grawitacja 288 i n.
Greinacher 215.

Haga 183.
Hagen 114 i n.
Halla zjawisko 128—134.
Hallwachs 218.
Hel 214 i n.
Helmholtz 62.
Hertz 35, 154, 218, 321.
Heusler 73.
Hittorf 153.
Hupka E. 320.
Huyghens 38.
Hydrodynamiczne analogje 20—26, 324 i n.

Indukcja elektrostatyczna 49, magnetyczna 33 i n.;—prądów 26 i n.
Iskrowe wyładowanie 138, 174.
Izolatory i przewodniki 11 i n., 51 i d.

Jednostka ładunku elektrycznego 9, 50.
Jednostki, wybór elektrycznych 9; „naturalne“ patrz Dodatek.
Jonizacja, przez ciepło 222—225, przez promienie α 193 i n., 231, przez prom. β 196—198, 232, 248, przez prom. kanalikowe 172—174, przez prom. katodowe 172—174, przez prom. Roentgena 139—141, 177—189, 225—232, przez reakcję

chemiczną 221 i n., przez światło 218—220. Energja niezbędna do — 175, 194 i n. Jonizacja samorzutna 217. Mechanizm—170 i n., 225—232, 322 i n. Określenie—143.
Jony elektrolityczne 104, 257.
Jony, gazowe, ich budowa 170 i n.; jako jądra kondensacyjne 145; ładunek — 143; prędkość 149 — 151; promień—150. Zmiana wraz z ciśnieniem 150.
Joule'a prawo 112 i n., 121.

Kahlenberg 269.
K i μ 32—35; patrz również Dodatek.
Kanalikowe promienie 161—166.
Katodowa warstwa 152.
Katodowe promienie 153—160; ładunek 155 i n.; masa 155 — 159; odchylenie 157; własności jonizacyjne 173.
Kaufmann 160, 196, 204, 318, 320.
Kayser 272.
Kelvin 123, 236.
Kernbaum 215.
Kerra zjawisko 101 i n.
Ketteler 62.
Kinetyczna teorja ciepła 107.
Kirchhoff 73.
Kleeman 191, 193.
Koncentracja elektronów w metalu 125 i n., 244.
Kontrakcja przez ruch 307 i n.
Kryształy, własności optyczne 70.
Kula naładowana, w ruchu 19 i n.; — dodatnia 236.
Kwarc, własności optyczne 63—65.

Laby 193.
Langevin 78.
Larmor 307, 283.
Lenard 173 i n., 218, 278; — promienie 173.
Lenza prawo 76, 83.
Liczba elektronów w atomach 237—254, w metalach 125, 244.
Liczba molekuł 78.
Linje siły 5 i d.
Lorentz H. A. 50, 89, 108, 280, 306, 320.
Lorentza-Fitzgeralda hipoteza 306 i n.
Loschmidta liczba 149.
Love A. E. H. 211.

Ładunek, elektronu 93, jonu 146 — 148; jednostka—9, 50; określenie—9; — w ruchu 18 i d.

MacCullagh 40, 45.
Magnetooptyka 84—103.
Magnetyczne pole, działanie na poruszający się ładunek 19 i n., 79, 313 i n.; energja 25; indukcja, jej pomiar 34 i n.; moment 80 i n.; naokoło naładowanej kuli 19 i n.; natężenie 81 i n.; teorja Thomsona 14—16.
Magnetyzm a pochłanianie światła 99 i n., — a polaryzacja światła 84 —103, — a przewodnictwo 127 — 135, — a załamanie 84 — 103. Para-, dia- i ferromagnetyzm 74 i n., 283.
Marx 182.
Masa elektromagnetyczna 25 i n., — i mechaniczna 251; —atomu 251.
Maxwell 8, 35, 61, 76.
Maxwella-Boltzmana prawo 108.
Mechaniczna teorja elektryczności 324 i d.
Mechaniczne własności 278.
Michelson 35, 89; —i Morley 302.
Minkowski H. 289, 309, 312.
Morley 302.
Mosotti 49, 55.
μ i K, wymiary 32 — 35; patrz również Dodatek.

Nasycenia prąd 140.
Nasycenie magnetyczne 77.
Naturalny okres drgań 56.
Nernst 128 i n.
Neumann 40, 45.
Newcomb 35.
Nichols 62 i n., 71.
Niestałość atomów 285.
Normalna dyspersja 68 i n.

Obrót zegarowy 78.
Odbicie 38, 45; jego mechanizm 59 i n.;—selektywne 59 i n.
Ohma prawo 110.
Okres, naturalny 56, w związku z budową atomu 271.
Opór czystych metali 111 — 113; —

stopów (aljaży) 112; zmiana wraz z temperaturą 111 i n.
Optyczne przewodnictwo 114 i n., 246.
Optyka, elektrolitów 115, kryształów 70, metali 45 i n., 70 i d, 113 i n. Magnetooptyka 84—103.

Pander 18.
Paramagnetyzm 74; jego obliczenie 81; teorja Ampère'a 75 i n., Webera 75.
Paschen 68.
Peltiera skutek 124—126.
Perrin 155.
Petit i Dulong 245.
Philipps 151.
Plücker 153.
Płomienie, jonizacja 221.
Pochłanianie, promieni α 191 — 193, prom. β 196—198, 232, 248, prom. Roentgena 185—187; —selektywne 60 i n.; — światła 46; — w polu magnetycznym 99.
Pochodzenie widm 275—280.
Podwójne załamanie 70.
Pojemność, jej wyznaczenie 33.
Polaryzacja, elektryczna 10, obrotowa 86; skręcenie płaszczyzny polaryzacji 70, 84, 94—101; — światła 39 i n., 42—45.
Połączenie ponowne 141.
Poruszające się układy elektryczne 19 i n.
Poświata ujemna 152.
Prąd elektryczny (określenie) 133, konwekcyjny 19 i n., otwarty i zamknięty 16 — 19. Indukcja prądu 26 i d.
Prąd nasycenia 140.
Prędkość, elektronów w metalach 114, eteru 302 i n., jonów 149—151, molekuł 114; promieni α 191, 194, prom. β 196—204, kanalikowych 163, katodowych 156—60; —światła 35, zakłóceń elektrycznych 28.
Promienie α 190—195; β 195—199, Becquerela 189; γ 206 i n.; δ 199 i n.; kanalikowe 161—166; katodowe 153—160; Lenarda 173; miękkie 187; Roentgena 177 — 189; twarde 187; wtórne 184, 189, 198 i n., 247.
Promienie α 190 — 195; ich pochłanianie 191—193, prędkość 191, 194, zakres 191. Jonizacja przez — 193 i n., 231.
Promienie β 195—199, 204 i n.; *e/m* 196, 205; ładunek—196; masa 196, 204; pochłanianie 196 i d., 228, 232; prędkość 196, 204, rozproszenie 199, 248—250; wtórne—198 i n.
Promieniotwórcze przeistoczenie 209 — 211, równowaga 210, życie 212 i n.
Promieniotwórczość 207—218; energja — 207, 253; mechanizm — 283 — 295; określenie, powszechność 216; teorja 208 — 214; zmiana chemiczna 221; w związku z diamagnetyzmem 287.
Promieniowanie i przyśpieszenie 284; —termiczne 279.
Promieniowanie (wysyłanie) światła 72 i n., 93 i n.
Przeistaczanie się pierwiastków 214 i d.
Przenikliwość magnetyczna 75.
Przesycenie par 145.
Przewodnictwo, ciepła 115—117, 128 —135; elektryczne 108—115; optyczne 113—115, 246; samorzutne gazów 137, 217; termiczne 108—115; w związku z ciepłem właściwym 244—246.
Przewodniki i izolatory 11 i n., 51 i n.
Przewodzenie, elektrolityczne i metaliczne 104 i n., 264; elektryczne i termiczne 117—121; elektryczne w ciałach stałych 104 — 115, 282, w cieczach 104, w gazach 137 — 168; — termiczne 115—117;—w polu magnetycznym 127—135.
Pulsy (promienie Roentgena) 179, ich szerokość 182.

Ramsay 215, 220.
Relatywizm 251, 309, 312, 314.
Reststrahlen 63.
Richardson 222—225.
Riecke 108.
Righi 319 i n.
Roentgen W. C. 18, 138, 177.
Rowland 18.
Rozszczepienie światła 56 i d.; — anormalne, normalne 68 i n.

Rubens i Hagen 114 i n.
Runge 272.
Rutherford 141, 191, 194, 207—212.
Rydberg 272.

Samorzutna jonizacja 217.
Schmauss 98.
Selektywne pochłanianie 60 i n.
Sellmeyer 61.
Simon 158, 196.
Składanie drgań 86 i n., 95 i n.
Skraplanie par 145 i n.; jądra 145.
Soddy 209—219.
Sommerfeld 178.
Spender 220.
Spółczynniki magnetyzacji 74 i n.
Stark 277.
Stokes 178.
Stoney 51.
Strutt 190, 196.
Sutherland 269, 282.
Swobodne elektrony 51, 73, ich okres 56; droga swobodna 109 i n., 114, 246.

Światło, aberacja 293—295; teorja elektromagnetyczna 36 i d.; promieniowanie (emisja, wysyłanie) 72 i n., 93 i n., 275—280; własności jonizacyjne 218—220; załamanie 55 i d.

Temperatura 107;—a opór elektryczny 111 i n.
Teorja względności 251, 309, 312, 314.
Termiczne przewodnictwo 115—117, 128—135.
Termoelektryczność 121—126.
Thomson J. J. 8, 16, 108, 141, 144, 155, 164, 177 i n., 190, 199, 202, 234—290 *passim*, 319 i n., 323, 325.
Thomsona W. skutek 123.
Townsend 144, 221.
Twarde promienie 187.

Ujemna poświata 152.
Uran, jego przekształcenia 209 i d.

Van 't Hoff 211.
Voigt 99.

Warstwa katodowa 152.
Wartościowość, dodatnia i ujemna 258—262; — w związku z budową atomu 262 i n., — z wielkością atomu 259, 261.
Weber 75; teorja magnetyczna 75, 102.
Wehnelt 224.
Widma, ciągłe 279 i n.; linjowe i ciągłe 72; linjowe i prążkowe 276—278; pochodzenie—72 i n., 275—280; serje widmowe 272—274.
Wiechert 99.
Wiedemanna-Franza prawo 117—121.
Wien 162 i n., 183.
Wilson C. T. R. 145 i n.
Wilson H. A. 147.
Wind 183.
Witkowski A. W. 35, 293 i n.
Właściwe ciepło 244 i d.
Woda, jej stała dielektryczna, zdolność pochłaniania światła 68.
Wood R. W. 70, 98, 279, 293.
Wtórne promieniowanie β 198 i n., w gazach 184, w metalach 189, wzbudzone przez promienie Roentgena 185, 189, 247.
Wyładowanie elektryczne 153, 174—177; — ciał rozgrzanych 222—225.
Wymiary μ i K 32—35; patrz również Dodatek.
Wysił, w rurkach Faradaya 11.
Wysyłanie światła 275—280.

Załamania spółczynnik 39, jego obliczenie 55, 58, w związku ze stałą dielektryczną 39.
Załamanie 38 i n., podwójne 70, 99, jego mechanizm 59.
Zeeman 85, zjawisko—85—90, 93.
Zeleny 144, 149.
Zestawienie, zasad teorji elektronowej 134, 289; — wyników co do liczby elektronów 255 i n.
Ziemia, prędkość względem eteru 294 i n.
Zorza dodatnia 153.
Związane elektrony 71.

Żelazo, własności magnetyczne 75, 102.

Biblioteka Śląska

S. NEWCOMB

ASTRONOMIA DLA WSZYSTKICH

Przełożył z angielskiego i według drugiego wydania niemieckiego uzupełnił R. MERECKI.

R. 2.50 = K. 6.50, w kart. 2.65 = K. 6.90, w ozd. opr. płóc. R. 3.20 = K. 8.30.

GŁOSY PRASY:

„Książka ta słynnego astronoma, wydana z niezwykłą u nas starannością, jest istotnie „dla wszystkich". Czytać ją może z najwyższem zainteresowaniem i z prawdziwym pożytkiem (o ile wolno mi sądzić po sobie) zarówno człowiek dorosły, który miał nawet sposobność częstego spotykania się z tym lub owym działem astronomji, jak młodzież — powiedziałbym od jakiego roku 12,.. Książka bowiem... odznacza się zarówno niezwykłą jasnością wykładu, jak gorącą miłością każdego działu rozległej tej dziedziny zagadnień..."

Ludwik Silberstein (Przegląd Techniczny, 15. II. 1912 i Nowe Tory, kwiecień 1912).

„...Autor, nietylko wybitny teoretyk, ale wytworny stylista i wytrawny pedagog, umiał ująć w formę bardzo popularną, a zarazem ściśle naukową zarys spółczesnej nauki o niebie, nie odrzucając nawet jej najnowszych zdobyczy. W naszej ubogiej literaturze naukowo-pedagogicznej książka S. Newcomba niewątpliwie wypełnia lukę, która się oddawna dawała odczuwać, zwłaszcza nauczycielom kosmografji, którzy nie mieli do swego rozporządzenia dzieł, dających im materjał wykładowy w formie opisowej, a zarazem ścisłej. Z wielką popularnością i przejrzystością wykładu łączy się ścisłość naukowa, tak że wiadomości, czerpane z „Astronomii dla wszystkich", aczkolwiek w szacie bardzo dostępnej, dają czytelnikowi właściwy pogląd na zjawiska, najzupełniej zgodny z ostatniemi badaniami... Każdy rozdział jest obficie ilustrowany dobrze dobranemi rysunkami. Tłumaczenie staranne oddaje zalety i styl wykładu oryginału... „Astronomię dla wszystkich" należy gorąco polecić wszystkim, kto pragnie w bardzo przystępny sposób zapoznać się z najgłówniejszemi zasadami i odkryciami astronomji spółczesnej..."

Jan Krassowski (Wektor, kwiecień 1912).

„...Wyborne dziełko znakomitego amerykańskiego autora... nietylko zapoznaje czytelnika z faktami; sprowadza go jakby do warsztatu naukowego... wykład jasny i zajmujący. Znać rękę mistrza, troskliwego przewodnika... dziełko jest przeznaczone dla szerokich warstw myślącego ogółu... Wiele pięknych fotografii ułatwi też niewątpliwie naukę..."

M. Orsetti (Zaranie, 11. I. 1912).

PROF. DR. JÓZEF NUSBAUM

ROZWÓJ ŚWIATA ZWIERZĘCEGO EMBRYOLOGIA OGÓLNA.

T. I. (392 str., 80 rys.). R. 4. = K. 10.50, w opr. płóc. R. 4.80, w półsk. R. 5.20.

T. II. (416 str., 207 rys.) R. 4.25 = K. 11.20, w opr. płóc. R. 5.10, w półsk. R. 5.45.

A. E. H. LOVE

ZASADY RACHUNKU RÓŻNICZKOWEGO I CAŁKOWEGO

Z upoważnienia autora przetłumaczyli
ST. KALINOWSKI I WŁ. WOJTOWICZ

R. 1.60=K. 4.—, w oprawie płóciennej R. 2.10.

GŁOSY PRASY:

„Książkę Lovea z całą przyjemnością przeglądałem i podziwiałem dydaktyczno-pedagogiczny talent autora, ujawniający się w doborze i układzie materyału. Uważam tę książkę za podręcznik, nadający się doskonale do wprowadzenia w elementy wyższej matematyki takich czytelników, dla których wyższa matematyka ma być narzędziem pomocniczem... Dzieło Lovea, dzięki niezwykłej przystępności i umiejętnemu połączeniu teoryi z zastosowaniami, właśnie potrzebom czytelników tej kategoryi doskonale odpowiada..." *Prof. M. Smoluchowski* (Wszechświat z dn. 22 grudnia 1912)

„...Z prawdziwą radością witamy przekład znakomicie obmyślanej książki angielskiej Love'a..., książka ta podsunie naszym autorom, pracującym w dydaktyce, niejedną myśl zdrową, niejedną zręczną metodę dowodzenia ...odda nieocenione usługi każdemu, kto zechce studjować fizykę matematyczną, będzie pomostem, łączącym matematykę szkolną z nauką fizyki, a w szczególności mechaniki...

Jedną z najpoważniejszych trudności dla autora, układającego popularny podręcznik rach. różn. i całk., jest ustalenie zakresu wiadomości, wymaganych od czytelnika. W tym względzie Love jest... liberalny: znajdzie tam czytelnik pojęcia gieometrji analitycznej od samego początku..., całą naukę o funkcjach trygonometrycznych i zasadnicze wiadomości z nauki o logarytmach...

Metoda wykładu samego rach. różn. i całk. jest bez zarzutu... i pod tym względem przewyższa wszystkie publikacje popularne podobnej treści. Każdy czytelnik, wprawiony choć trochę w matematyczny sposób rozumowania, podąży z łatwością i przyjemnością za tokiem dowodzenia autora..."

Dr. Antoni Łomnicki (Wektor Nr. 6., styczeń 1913).

„Książka A. Love'a stanowi nader przystępny wykład początków matematyki wyższej... Zasadniczą jej myślą jest przystosowanie umysłu do pojęć rachunku nieskończonościowego... O bardziej wyczerpujące i specjalne ujęcie przedmiotu nie chodzi tu bynajmniej, co nie przeszkadza utrzymaniu znacznego stopnia ścisłości i skojarzeniu z popularnością istotnej wartości naukowej i bogactwa treści... cała praca prof. Love'a stanowi istotnie poważny nabytek w dziale naszych podręczników i dzieł popularno-naukowych—zwłaszcza wobec wielkiej staranności i poprawności przekładu oraz nader porządnej szaty wydawniczej".

T. Łazowski (Wychowanie w domu i szkole, styczeń 1913).

„Nic nie może być prostszego od jego wykładu, układ zaś dzieła nie pozostawia nic do życzenia. Jednem słowem, książka napisana świetnie".

The Mathematical Gazette (July 1910).

„...On sera frappé du talent que deploit l'auteur pour se mettre à la portée de son auditoire..."

J. Tannery (Bulletin des sciences mathématiques 1909, część I, tom XXXIII, str. 280)

M. ERNST

PLANETY I WARUNKI ŻYCIA NA NICH

Treść: *R. 3.60.*

Układ ziemi.—Księżyc.—Merkury.—Wenus.—Układ Marsa.—Planetoidy.—Układ Jowisza.—Saturn.—Urania.—Neptun.

A. H. LORENTZ

POGLĄDY I TEORYE FIZYKI WSPÓŁCZESNEJ

Z upoważnienia autora przełożył dr. St. Tołłoczko.

R. 1.60, w ozd. opr. R. 2.20.

Wiedza ostatnimi czasy posunęła się tak potężnie naprzód, że konieczną stało się rzeczą—zobrazować ten postęp w syntetycznej formie. Takiem dziełem co do Fizyki jest dzieło Lorentza, które nam podaje ostateczne rezultaty na polu tych badań.

M. CENTNERSZWER

SZKICE Z HISTORYI CHEMII

Głosy prasy: *R. 1.50, w opr. R. 2.*

...Znajdzie ona niewątpliwie licznych czytelników nietylko wśród przyrodników i pedagogów, lecz i wśród inteligentnego ogółu, interesującego się rozwojem myśli ludzkiej. *Książka.*

...Powieść z dziejów chemii... *Chemik Polski.*

W DRUKU I NA UKOŃCZENIU:

R. Eucken. Poglądy życiowe wielkich myślicieli. Przekład Dr. Adama Zieleńczyka z dziesiątego wydania oryginału.

Dr. Ludwik Silberstein. Dwanaście wykładów o teorji względności wygłoszonych w pierwszym kwartale r. 1912—1913 w University College w Londynie.

Dr. Maria Montessori. Case dei bambini (Domy dziecięce) w przekładzie Adolfa Goldberga.

W. M. Davis i G. Braun. Zasady fizjogieografji. Przekład Ludwika Horwitza pod redakcją Prof. Eug. Romera.

Wilh. Ostwald. Energja.

K. Weule. Kultura ludów niekulturalnych.

— **Społeczeństwo pierwotne i jego kultura materjalna.**

— **Pierwiastki kultury ludzkości.**

Perrin. Atomy.

C. S. Minot. Zagadnienia spółczesne biologji.

H. J. Klein. Wieczory astronomiczne.