

strzeżenia, dotyczące stosunku liczb elektronów dyspersyjnych różnych kategorii, odpowiadających stale ze sobą związanym liniom, tworzącym seryje widmowe. Roschdestwensky znalazł w sodzie dla dubletu seryi głównej (D_1 i D_2):

$$\frac{N_{D_1}}{N_{D_2}} = 1,98.$$

Gouy¹⁾ stwierdził w rubidzie dla dubletu 420,2 $\mu\mu$ i 421,5 $\mu\mu$

$$\frac{N_2}{N_1} = 3.$$

Z pomiarów Ladenburga wynika:

$$\frac{N_{H_\alpha}}{N_{H_\beta}} = 4,8$$

Schaefer²⁾ zauważył, że N_i t. zn. liczba elektronów „kategorii n_i “ jest dla danej seryi tem mniejsza, im większa jest częstość drgania własnego. Jeśli więc gaz wysyła i linii tworzących seryę ($i = 1, 2, 3, \dots n$), to N_i będzie tem mniejsze, im wyższy weźmiemy numer porządkowy i . Reguła ta, którą poprzeć można wynikami doświadczeń Bevana i Ladenburga, jest jednak zgodna z przypuszczeniem, że linie widmowe, należące do jednej seryi, są wysyłane przez jeden tylko twór drgający, a nie przez elektrony „różnych kategorii“.

Zaznaczyliśmy na początku niniejszego studium, że rozwój wiadomości o naturze światła usprawiedliwia pytanie: czy i co nam o budowie atomów powiedzieć mogą losy fal świetlnych w materii. Pytanie takie nie wydaje się nam dzisiaj zbyt śmiałem; równocześnie bowiem i w innych dziedzinach wiedzy fizycznej (promieniotwórczość, jonizacja i t. p.) wre praca nad wytworzeniem obrazu elektronowej struktury atomu.

Gdybyśmy atoli zechcieli przy pomocy tych przez teorię i doświadczenie nagromadzonych wiadomości o refrakcyi i dyspersyi światła w gazie (najlepiej pod względem fizycznych scharakteryzowanym dziś stanie materii) pokusić się o odpowiedź — nie byłaby ona zadawalającą. Wszystko, czego się dotychczas dowiedzieliśmy o liczbie elektronów dyspersyjnych, o częstości ich drgania własnego, nie wyłączając nawet i tego, czego się ewentualnie z badań nad absorbcją dowiedzieć zdołamy o czynniku dysypacyjnym w równaniu drgania elektronu, ma charakter ogólnikowych tylko wskazówek lub domysłów. Produkcyjnym stanie się niewątpliwie ten zasób wiedzy wówczas dopiero, gdy zdobędziemy dość prosty, a zarazem do wytlómaczenia zawiłych zjawisko elektro- i magneto-optycznych nadający się model atomu.

¹⁾ Gouy, Ann. de Chim. et. de Phys. 18, str. 70 (1879).

²⁾ C. Schaefer, Ann. d. Phys. 41, str. 866 (1913).

WITOLD RYBCZYŃSKI.

Spółczesne teorie powstawania promieni Röntgena.

Les théories modernes relatives à l'origine des rayons Röntgen.

§ 1. Teorya elektromagnetyczna. Podział promieni röntgenowskich.

Niebawem po zdumiewającym odkryciu Röntgena, Stokes¹⁾ w Anglii i Wiechert²⁾ w Niemczech rozwinęli teorię, według której promienie röntgenowskie są drganiami elektromagnetycznymi, zawdzięczającymi swą energię przeobrażeniu energii kinetycznej cząsteczek katodowych, zatrzymanych nagle przez substancję antikatody.

Teorya ta znalazła szereg potwierdzeń, ale równocześnie podległa znacznym modyfikacyom. Ch. Barkla³⁾ zauważył, że promienie röntgenowskie wtórne składają się z dwojakiego rodzaju drgań: spolaryzowanych i niespolaryzowanych. Następnie Stark⁴⁾ wykazał, że tę samą własność posiadają i promienie główne. Barkla w następujący sposób wykonał swe doświadczenia nad polaryzacją promieni wtórnych. Wiązkę promieni głównych rzucił na ściankę węglową. Jak wiadomo, ciało pod wpływem promieni röntgenowskich staje się samo źródłem promieni t. zw. wtórnych. Z tych wybrał Barkla taką wiązkę, której oś była prostopadła do kierunku promieni głównych. Wiązka wtórna padała znów na płytkę węglową, która pod jej wpływem wysyłała promienie trzeciorzędne. Z tych wyodrębnił pęk, którego oś była prostopadła do osi wiązki wtórnej i badał jego natężenie za pomocą zdolności jonizacyjnej. W ten sposób zmierzył natężenie promieni trzecio-

¹⁾ Proceedings of the Cambridge Phil. Soc. 9, (1896).

²⁾ Abh. phys. ök. Ges. Königsberg (1896).

³⁾ Nature (1904), Phil. Transactions 24 (1905).

⁴⁾ Phys. Zeitschr. 10 (1909).

rzędnych, raz gdy były równoległe do kierunku promieni głównych, drugi raz zaś, gdy były doń prostopadłe, i przekonał się, że stosunek tych natężeń jest znacznie większy od jedności. Z tego wynika, że promienie wtórne nie są równomiernie wyposażone we wszystkich kierunkach, że więc istnieją pewne kierunki uprzywilejowane, co jest cechą charakterystyczną polaryzacji, a co następnie Haga¹⁾ sprawdził sposobem fotograficznym.

Do podobnych wyników za pomocą ulepszonych metod doszli później Bassler²⁾ i Herweg³⁾. Metoda Basslera polega na użyciu dwu kondensatorów, w których jedne okładki są siatkami, utrzymywanymi na stałym potencjale (100 w.), a drugie są połączone z tym samym elektrometrem. Jeżeli te kondensatory umieścimy w polu promieniowania röntgenowskiego, wówczas powietrze między okładkami jonizuje się. W razie różnego natężenia pola, nierównomierne prądy jonizacyjne powodują wychylenie się wskaźniki elektrometru.

Te dwa rodzaje promieni röntgenowskich są, jak się zdaje, odmiennego pochodzenia; okazują bowiem różne własności. N. p. promienie spolaryzowane są bardziej przenikliwe od promieni niespolaryzowanych

Dziwna i bodaj czy nie przypadkowa jest tu analogia do promieniowania γ ; niektóre bowiem ciała promieniotwórcze, jak aktyn⁴⁾, wysyłają również dwójakiego rodzaju promienie γ , bardziej i mniej przenikliwe.

Stosunek energii obu rodzajów promieni röntgenowskich zmienia się zależnie od ciężaru atomowego substancji antykady i od prędkości promieni katodowych⁵⁾, na przykład dla metalów ciężkich lub przy wielkiej prędkości cząsteczek katodowych część niespolaryzowana przewyższa znacznie spolaryzowaną. Tem się tłumaczy, dlaczego Röntgen, używając antykady platynowej, nie zauważył polaryzacji swych promieni.

Teoria elektromagnetyczna może stosować się tylko do części spolaryzowanej, gdzie nie wchodzi w rachubę procesy molekularne w substancji antykady. I tu rzeczywiście, jak tego wymaga ta teoria, płaszczyzna polaryzacji jest prostopadła do płaszczyzny, przechodzącej przez kierunek promieni katodowych.

Co do części niespolaryzowanej, to jej mniejsza przenikliwość jest prawdopodobnie spowodowana przez mniejszą częstość drgań. Ta znów okoliczność naprowadza nas na znaną regułę fluorescencji Stokesa. Część więc

niespolaryzowaną promieniowania röntgenowskiego można uważać za promieniowanie własne lub fluorescencję substancji antykady¹⁾.

Uderzenie cząsteczek katodowych powoduje drganie elektronów, zależne od częstości własnej, jest więc źródłem fali elektromagnetycznej, niezależnej od orientacji promieni katodowych a rozchodzącej się równomiernie bez uprzywilejowanego kierunku drgania.

A. Część spolaryzowana.

W dalszym ciągu zajmiemy się częścią spolaryzowaną, jako przystępniejszą, gdyż jej interpretacja nie zależy od skomplikowanej mechaniki promieniowania własnego. Mamy tu do czynienia z polaryzacją zupełną, jakkolwiek teoria elektromagnetyczna wymaga polaryzacji zupełnej. Okoliczność tę można tłumaczyć tem, że cząsteczka katodowa nie zachowuje podczas hamowania kierunku prostoliniowego, lecz porusza się zygzakowato²⁾.

Jeżeli założymy, że powstrzymywanie cząsteczki katodowej odbywa się na drodze rzędu wymiaru cząsteczki, a więc rzędu 10^{-8} cm., jeżeli dalej dowolnie przyjmiemy, że ruch będzie jednostajnie opóźniony, to przy początkowej prędkości $1,2 \cdot 10^{10}$ cm./sek., jaką posiada elektron w rurce katodowej wskutek spadku potencjału 40000 woltów, otrzymamy czas trwania procesu hamowania równy $8 \cdot 10^{-19}$ sek. W tym czasie czoło zaburzenia elektromagnetycznego, rozchodzącego się z prędkością światła³⁾, oddali się o $3 \cdot 10^{10} \cdot 8 \cdot 10^{-19} = 2,4 \cdot 10^{-8}$ cm. Ta długość fali jest o wiele krótsza od najkrótszych znanych fal pozafioletowych, których długość wynosi około 10^{-5} cm.

Tej krótkości fali zawdzięczają prawdopodobnie promienie Röntgena swą zdumiewającą własność przenikania ciał dla światła nieprzezroczystych. Dzięki swym drobnym wymiarom, udaje im się przemknąć pomiędzy cząsteczkami materii, nie tracąc wiele energii na pobudzenie ich do drgań. Potwierdza to fakt, że przenikliwość promieni Röntgena maleje ze wzrostem ciężaru atomowego substancji⁴⁾ i ze wzrostem długości fali.

A jednak sama teoria elektromagnetyczna nie może nam dać wystarczającego obrazu powstawania promieni röntgenowskich. Epokowa budowa Maxwella, jakkolwiek ogarnia wielki zakres zjawisk fizycznych, nie odślania tajemnicy, którą otoczona jest budowa materii. Nawet zmodernizowanie teorii Maxwella w postaci teorii elektronowej nie może usunąć z nauki niektórych sprzeczności z doświadczeniem; że wspomnę tu tylko o prawie

¹⁾ Ann. d. Phys. 23 (1907).

²⁾ Ann. d. Phys. 28 (1909).

³⁾ Ann. d. Phys. 29 (1909).

⁴⁾ Eve, Phil. Mag. 11 (1906).

⁵⁾ Bassler, l. c.

¹⁾ Barkla, Proc. of the Cambridge Phil. Soc. 15 (1909).

²⁾ Sommerfeld, Rapports de la Réunion tenue à Bruxelles (1911).

³⁾ Marx, Verh. der Deutschen Phys. Ges. 7 (1905).

⁴⁾ Por. Witkowski, Zasady Fizyki. Część IV.

Rayleigha, prowadzącem do faktycznie niemożliwego rozkładu widmowego energii promieniowania.

Podawanie w wątpliwość słuszności zasad teorii elektromagnetycznej lub termodynamiki byłoby co najmniej nieostrożnością. Nowocześni więc uczeni szukają nowych dodatkowych hipotez, nie naruszając podstawowych zasad istniejących teorii.

§ 2. Hipoteza Plancka o elementach energii.

Jedną z takich prób jest hipoteza Plancka o elementach (jednostkowych ilościach) energii¹⁾. Polega ona na następującej zasadzie. Częstki ciał (wibratory) pochłaniają i oddają (wysyłają) energię tylko w ilościach wielokrotnych pewnej niepodzielnej jednostki energii, którą Planck nazwał elementem energii; jednostka ta łączy się w prosty sposób z jednostką działania (das Wirkungsquantum). Element energii wynosi:

$$\varepsilon = h\nu,$$

gdzie ν jest częstością drgania wibratora, h stałą równą $6,415 \cdot 10^{-27}$ erg. sek.²⁾

Planck zmodyfikował przed niedawnym czasem swą pierwotną hipotezę, przypuszczając, że absorbcya energii może odbywać się w sposób ciągły, podczas gdy emisja ma dokonywać się tylko w wyżej wymienionych elementach energii.³⁾

Planckowski oscylator, który posiadałby wciąż zasób energii równy wielokrotności elementu ε , nie mógłby być w równowadze z promieniowaniem, podlegającym zwyczajnym prawom elektromagnetyzmu⁴⁾.

Teoria promieniowania Plancka znalazła zastosowanie w wielu przypadkach, zwłaszcza tam, gdzie chodzi o zjawiska molekularne peryodyczne. Oparta na statystycznej Termodynamice, nie idzie ona w parze z Elektrodynamiką, której podwaliną jest pojęcie energii, jako ciągłej funkcji przestrzennej.

Lecz i tłumaczenie powstawania promieni röntgenowskich na podstawie hipotezy Plancka zawodzi. Uczy nas o tem następujący przykład. Friedrich⁵⁾ przed niedawnym czasem badał w Monachium pod kierunkiem Röntgena natężenie promieni röntgenowskich w rozmaitych kierunkach i znalazł minimum tego natężenia w kierunku przedłużenia promieni katodowych, w którym teoria elektromagnetyczna wymaga natężenia zero.

¹⁾ Verh. der Deutschen Physik. Ges. (1900).

²⁾ Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung (1913).

³⁾ Verh. der Deutschen Physik. Ges. (1911).

⁴⁾ Sommerfeld, l. c.

⁵⁾ Rozprawa doktorska. Monachium (1912).

Minimum to jest więc natężeniem promieni niespolaryzowanych, spowodowanych fluorescencją substancji antikatody, niezależnem od kierunku. Friedrich przekonał się dalej, że stosunek natężenia promieni w kierunku prostopadłym do promieni katodowych do minimum natężenia jest równy stosunkowi 10:7.

Na podstawie tych danych Sommerfeld¹⁾, opierając się na teorii elektromagnetycznej i uwzględniając wymagania teorii względności, oblicza stosunek całkowitej energii części spolaryzowanej do części niespolaryzowanej i dochodzi do wyniku następującego:

$$\frac{E \text{ spol.}}{E \text{ niespol.}} = \frac{1}{4}. \quad (A)$$

Według pomiarów Miss Carter²⁾ z Würzburga, czynionych pod kierunkiem Wiena, stosunek całkowitej energii promieni röntgenowskich do energii promieni katodowych, ekstrapolowany dla tego samego spadku potencjału, którego używał Friedrich (40 000 woltów), wynosi:

$$\frac{E \text{ rönt.}}{E \text{ kat.}} = \frac{1}{1500}. \quad (B)$$

Friedrich badał natężenie promieni röntgenowskich zapomocą zdolności jonizacyjnej, Miss Carter natomiast użyła metody, obmyślonej przez Wiena³⁾. Wien mierzył energię promieni katodowych zapomocą ilości wytworzonego ciepła na antikatodzie. Jako antikatody użył rurki z wtopioną ścianką platynową, napełnioną wodą, służącej więc równocześnie za kalorymetr. Energię zaś promieni röntgenowskich mierzył zapomocą ogniwa termoelektrycznego lub bolometru, zamkniętych w skrzynce cynkowej o okienku aluminium, by wyłączyć działanie ciepła zewnętrznego. Nie jest to sposób precyzyjny, gdyż nie należy zapominać o tem, że promienie Röntgena, prócz działań termicznych, wywołują promieniowanie wtórne, katodowe i jonizację. Ewentualny błąd zmniejsza jednak okoliczność, że chodzi tu nie o bezwzględne ilości energii, lecz o ich stosunek. Z równań (A) i (B) wynika, że stosunek energii promieni spolaryzowanych do energii promieni katodowych wynosi:

$$\frac{E \text{ spol.}}{E \text{ kat.}} = \frac{1}{6000}. \quad (C)$$

A więc tylko jedna sześciotysięczna część energii kinetycznej cząsteczek

¹⁾ Bayr. Akademie (1911). Rapports de la réunion de Bruxelles (1912).

²⁾ Rozprawa doktorska, Würzburg (1906). Ann. d. Ph. 21 (1906).

³⁾ Ann. d. Phys. 18 (1905).

katodowych zamienia się na energię części spolaryzowanej promieni röntgenowskich; jedna dwutysięczna część przeistacza się w energię części niespolaryzowanej. Jak wyżej wspominałem, stosunki te zmieniają się zależnie od ciężaru atomowego substancji antikatody.

Lecz lwią część energii kinetycznej cząsteczek katodowych obraca się na wzmoczenie ruchu molekularnego w substancji antikatody, t. j. na podniesienie jej temperatury.

Przyjmijmy masę elektronu pędzącego w rurce katodowej $m=0,9 \cdot 10^{-27}$ g, prędkość $v=1,2 \cdot 10^{10}$ cm/sek; otrzymamy wówczas na wielkość energii kinetycznej jednego elektronu katodowego

$$E_{\text{kat.}} = \frac{1}{2} m v^2 = 0,65 \cdot 10^{-7} \text{ ergów.}$$

Według (C) jedna sześciotysięczna część tej energii musi występować w promieniach Röntgena jako jednostka samoistna.

Wielkość jej wynosiłaby:

$$\varepsilon' = \frac{E_{\text{kat.}}}{6000} = 1,1 \cdot 10^{-11} \text{ ergów.} \quad (1)$$

Z drugiej strony, według teorii Plancka, najmniejszą niepodzielną ilością energii emitowanej jest:

$$\varepsilon = h\nu = \frac{h}{\tau},$$

gdzie τ jest okresem drgania elektronu, wysyłającego impuls elektromagnetyczny. Długość tego okresu obliczyliśmy wyżej; wynosi ona

$$\tau = 8 \cdot 10^{-19} \text{ sek.,}$$

a więc

$$\varepsilon = \frac{6,415 \cdot 10^{-27}}{8 \cdot 10^{-19}} = 0,8 \cdot 10^{-8} \text{ ergów.} \quad (2)$$

Jest to ilość energii, przeszło 700 razy większa od (1).

Ażeby więc mózdz przystosować hipotezę o elementach energii do teorii powstawania promieni röntgenowskich, należałoby zmniejszyć prawie tysiąc-krotnie wielkość stałej Plancka, co jest niedopuszczalne ze względu na inne zjawiska, do których się ta hipoteza stosuje.

W czymże tu leży sprzeczność? Resonatory Plancka, według założenia, wykonywają drgania peryodyczne i wymieniają swą energię z polem promienistym, złożonym również z drgań peryodycznych.

Przeciwnie, promieniowanie röntgenowskie nie posiada nawet charakteru sinusoidalnego. Amplitudy dodatnia i ujemna tych promieni nie są położone

symetrycznie względem zera; niektórym drganiom może brakować i pół fali. Wszystko to zależy od sposobu, w jaki elektron zostaje zatrzymany.

Z drugiej strony, nie jest rzeczą niemożliwą, że wysyłanie części niespolaryzowanej promieni Röntgena odbywa się według prawa Planckowskich elementów energii. Potwierdzają to doświadczenia Whiddingtona¹⁾, wykazujące fakt istnienia dolnej granicy prędkości promieni katodowych, warunkującej powstawanie promieni röntgenowskich. Eksperymentowanie w tym przedmiocie jest mozolne, gdyż trudno wytwarzać promienie katodowe o małej prędkości. W każdym razie istnienie tej dolnej granicy jest możliwe tylko wówczas, gdy odrzucimy ciągłość emisji promieni röntgenowskich. Lecz równocześnie musimy odrzucić i ciągłość absorpcji energii. Istotnie, jeżeli według zmienionej teorii Plancka resonatory mogą przyjmować i zachowywać ilości energii mniejsze niż $h\nu$, wówczas może się zdarzyć, że pewnej liczbie resonatorów będzie brakowało bardzo mało energii do osiągnięcia $h\nu$, co nie zgadzałoby się z istnieniem dolnej granicy prędkości promieni katodowych, mogących wytworzyć promieniowanie röntgenowskie.

Za przyjęciem hipotezy Plancka przemawiałyby okoliczności, że promienie röntgenowskie, padając na ciało materialne, wywołują powstawanie promieni katodowych²⁾, a więc coś w rodzaju efektu fotoelektrycznego. Prędkość zaś tych promieni nie zależy — jak tego hipoteza Plancka wymaga — od rodzaju materii, ani od natężenia promieni padających, natomiast zależy od pierwiastka kwadratowego z częstości. Jest rzeczą ciekawą, że prędkość tych promieni katodowych jest prawie taka, jak prędkość promieni katodowych, które wytworzyły promieniowanie röntgenowskie³⁾. Lecz tu wyłania się nowa trudność. Jeżeli promienie röntgenowskie są drganiami elektromagnetycznymi, natężenie ich powinno maleć z kwadratem odległości od źródła, gdyż drgania rozchodzą się we wszystkich kierunkach, a więc gęstość energii musi się zmniejszać. Tymczasem w znacznej stosunkowo odległości, bo 1 metra, od antikatody promienie Röntgena wzbudzają promienie katodowe o tej samej prawie prędkości, wśród jakiej same powstały. Wprawdzie Wien usiłuje tłumaczyć to zjawisko, powołując się na to, że elektrony w substancji, o którą uderzają promienie Röntgena, mają już zasób energii, a promienie te małą podniętą wyzwalały ową energię, ale w takim razie nie powinno być żadnego związku między obiema energiami. To zaś nie zgadza się z doświadczeniem, które nas uczy, że krótsze fale wywołują szybsze promienie katodowe, niezależnie od rodzaju substancji, a energia pochłonięta równa się energii promieni emitowanych.

¹⁾ Proceedings of the Royal Soc. 85 (1911).

²⁾ Bestelmeyer, Ann. d. Ph. 22 (1907).

³⁾ Innes, Proc. Roy. Soc. 79 (1907).

§ 3. Hypoteza Einsteina o elementach światła.

Powyższe okoliczności skłoniły Einsteina¹⁾ do postawienia nowej hipotezy promieniowania, hipotezy o elementach świetlnych (Lichtquanten). Według Einsteina, energia świetlna nie maleje ze wzrostem odległości od źródła, lecz rozprzestrzenia się w taki sposób, że w skończonej objętości ilość energii jest niezmienna. Z oscylatora więc nie rozchodzi się energia we wszystkich kierunkach, lecz w pewnym kierunku, niejako w tym, w którym porusza się środek ciężkości tych elementarnych objętości o niezmiennych ilościach energii.

Elementarna jednostka energii, którą Stark²⁾ nazywa komórką świetlną, jest ograniczona zatem do pewnej stałej objętości. Tłumaczenie za pomocą tej teorii wielu zjawisk z dziedziny rozchodzenia się światła (np. interferencji) nastrocza znaczne trudności i wymaga dodatkowych hipotez (np. wzajemnego oddziaływania komórek świetlnych podczas ruchu). Teoria ta przypomina emisyjną teorię Newtona. Posiada ona jedną zaletę: dotychczas nie stała w rażącej sprzeczności z doświadczeniem.

Chcąc wytłumaczyć za pomocą hipotezy Einsteina powstawanie promieni röntgenowskich, stosujemy pojęcie pędu elektromagnetycznego. Pojęcie to zostało utworzone przez Hasenöhrła³⁾, a ubrane w formy matematyczne przez Abrahamą⁴⁾. Pęd elektromagnetyczny dla jednostki objętości wyraża się wzorem:

$$g = \frac{S}{c^2} = \frac{u}{c},$$

gdzie S jest wektorem Poyntinga, c prędkością światła, u gęstością elektromagnetyczną. Zakładając z Einsteinem, że Planckowska jednostka energii zajmuje stałą objętość v , otrzymujemy na pęd w tej objętości:

$$g_v = \frac{u v}{c} = \frac{h \nu}{c}.$$

Według prawa zachowania pędów, zmiana pędu cząsteczki katodowej musi być równa pędowi elektromagnetycznemu cząsteczki energii w promieniowaniu röntgenowskim, czyli

$$m(v_2 - v_1) = \frac{h \nu}{c} = \frac{h}{\lambda}.$$

¹⁾ Ann. d. Ph. 18 (1905).

²⁾ Prinzipien der Atomdynamik, II.

³⁾ Ann. d. Phys. 10 (1903).

⁴⁾ Theorie d. Elektr., II.

Przyjmując $v_1 = 0$, otrzymalibyśmy λ rzędu 10^{-10} , a więc wielkość co najmniej za małą w porównaniu do obliczeń Lauego¹⁾, wykonanych na podstawie zjawisk interferencji w kryształach. Stąd wnosimy, że tylko część pędu cząsteczki katodowej zamienia się na pęd elektromagnetyczny promieniowania röntgenowskiego.

Ponieważ jednak pęd ciała uderzonego posiada zawsze składową w kierunku pędu ciała uderzającego, przeto promienie Röntgena mogłyby rozchodzić się tylko za antikatodą. Fakt, że promienie Röntgena znajdujemy i przed antikatodą, tłumaczy się tem, że elektrony w substancji mogą przez odbicie przybierać prędkości o wręcz przeciwnym kierunku. Ponieważ po odbiciu prędkość maleje, przeto promienie przed antikatodą są słabsze i mniej przenikliwe niż po stronie przeciwnej. Teoria elektromagnetyczna tłumaczy ten sam fakt na zasadzie prawa Dopplera. Elektron, wysyłający impuls elektromagnetyczny, jest sam w ruchu podczas procesu hamowania, wskutek czego fala, wysłana w kierunku ruchu elektronu, jest krótsza, a więc przenikliwsza niż w kierunku temu ruchowi przeciwnym.

§ 4. Hypoteza Sommerfelda o elementach działania.

Wśród wyżej przytoczonych hipotez daje się odczuwać brak takiej, która opierałaby się na Dynamice klasycznej. Nie ulega wątpliwości że tam, gdzie chodzi o zjawiska materialne, zasady dynamiczne powinny odgrywać główną rolę. Teoria elektromagnetyczna, jako teoria pól, nie może dać dokładnego obrazu procesów międzymolekularnych. Hypoteza Plancka opiera się na statystyce, która uwzględnia tylko ruchy nieuporządkowane; np. promieni katodowych zaliczyć do nich nie można.

Dlatego Sommerfeld stara się nadać dynamiczny podkład tłumaczeniu emisji i absorpcji elektronów. Uczony ten przedstawił na kongresie przyrodników niemieckich w Karlsruhe (we wrześniu 1911 r.) swoją hipotezę o elementach działania. Hypoteza ta polega na następującej zasadzie. Elektron może być uwolniony lub pochłonięty przez materię dopiero wówczas, gdy dla poniższej całki względem czasu mamy:

$$\int_0^T (T - U) dt = \frac{h}{2\pi}, \quad (3)$$

gdzie T oznacza energię kinetyczną, U energię potencjalną elektronu, h stałą Plancka. W razie, gdy nie można odróżnić obu rodzajów energii, można tę całkę napisać w postaci:

¹⁾ Ann. d. Ph. 41 (1913).

Prace mat.-fiz., t. XXV.

$$\int_0^{\tau} H dt, \quad (3a)$$

gdzie H nazywamy za Helmholtzem potencjałem kinetycznym. Powyższa całka jest identyczna z całką znanej zasady Hamiltona, która bywa zwykle uważana za fundament Mechaniki. Porównanie jej ze stałą Plancka nasuwa się mimowoli, zważywszy, że ma ten sam wymiar, mianowicie, energii pomnożonej przez czas. Czynniki $\frac{1}{2\pi}$ wprowadzono w celu przystosowania hipotezy do zjawisk fotoelektrycznych.

Co do wielkości energii potencjalnej, mamy: $U=0$, gdy elektron jest w równowadze z atomem, $U=\frac{fx^2}{2}$, gdy elektron jest oddalony o długość x od położenia równowagi, przyczem fx oznacza siłę quasielastyczną; U równa się stałej, gdy elektron oddala się poza sferę działania atomu, przyczem ta stała określa rodzaj powinowactwa elektronu do atomu.

Zastosujmy tę hipotezę do wytlómaczenia absorpcji promieni katodowych przez antykatoję w przypadku wyżej omawianym¹⁾.

Przy różnicy potencjałów 40 000 woltów można zaniedbać energię potencjalną elektronu wobec energii kinetycznej, a więc

$$\int_0^{\tau} T dt = \frac{h}{2\pi}. \quad (4)$$

Jeżeli prędkość cząsteczki katodowej w chwili początku hamowania wynosi v , a po czasie τ jest $=0$, to po średnim czasie t prędkość wynosi $v - \frac{tv}{\tau}$ w przypuszczeniu, że opóźnianie się elektronu jest jednostajne.

Wobec tego:

$$T = \frac{1}{2} m \left(v - \frac{tv}{\tau} \right)^2 = \frac{1}{2} m v^2 \left(1 - \frac{t}{\tau} \right)^2,$$

więc:

$$\int_0^{\tau} T dt = \frac{1}{2} m v^2 \int_0^{\tau} \left(1 - \frac{t}{\tau} \right)^2 dt = \frac{E_{\text{kat}} \cdot \tau}{3},$$

gdyż

$$\frac{1}{2} m v^2 = E_{\text{kat}}.$$

Z równania (4) wynika:

¹⁾ Por. Sommerfeld, Sur l'application de la théorie des éléments d'action i t. d.

$$\frac{E_{\text{kat}} \cdot \tau}{3} = \frac{h}{2\pi},$$

czyli

$$E_{\text{kat}} \cdot \tau = \frac{3h}{2\pi} = \text{constans}. \quad (5)$$

Z równania tego wyprowadzamy wniosek, którego nie można wytłómaczyć na podstawie zwyczajnej Energetyki, który jednak jest zgodny z doświadczeniem, a mianowicie: elektrony o większej energii kinetycznej zostają pochłonięte w krótszym czasie niż elektrony o energii mniejszej.

Rzeczywiście, jest rzeczą doświadczalnie dowiedzoną, że szybsze promienie katodowe wytwarzają twardsze promienie Röntgena, t. j. o częstotliwości większej. A więc elektron, pędzący z większą prędkością, jest zatrzymywany przez antykatoję w czasie krótszym niż elektron powolniejszy.

To samo dzieje się i w zjawiskach promieniotwórczych. Twardsze promienie γ towarzyszą szybszym promieniom β , i odwrotnie.

Podobnego związku między energią a czasem jej emisji można się dopatrzeć w zjawisku wysyłania cząsteczek dodatnich przez ciała promieniotwórcze. Prof. Godlewski¹⁾, mianowicie, na podstawie wyników, otrzymanych przez Hahna i Geigera dla doniosłości rzutu cząsteczek α produktów aktywnu, zauważył, że i one przystosowują się dość dobrze do empirycznego równania, podanego przez Geigera i Nuttalla:

$$\log \lambda = a + b_0 \log r, \quad b_0 > 1 \quad (6)$$

gdzie λ jest stałą transformacji, r doniosłością rzutu. Czyli, że związek ten można zastosować bez rażącego błędu do wszystkich ciał promieniotwórczych.

Weźmy pod uwagę średni okres życia atomu, dany przez równanie:

$$\tau = \frac{1}{N_0} \sum t dN_t, \quad (7)$$

gdzie N_0 oznacza liczbę atomów w czasie $t=0$, N_t liczbę tychże w czasie t , t zaś jest okresem życia atomów dN_t .

Uwzględniając związek

$$N_t = N_0 e^{-\lambda t},$$

otrzymujemy:

$$\tau = \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda}. \quad (8)$$

¹⁾ Prace mat.-fiz., XXIV, str. 135.

Ponieważ jednak λ oznacza przeciętną liczbę cząsteczek α , wyrzuczonych przez sekundę przez jeden atom, więc $\tau = \frac{1}{\lambda}$ jest średnim okresem czasu, który upływa pomiędzy wyrzuceniem dwóch po sobie następujących cząsteczek przez ten sam atom, czyli jest średnim czasem potrzebnym do uwolnienia z substancji promieniotwórczej energii kinetycznej cząsteczki α .

Z drugiej strony według wzoru Rutherforda¹⁾

$$r = \frac{E_0 - E_{gr.}}{0.8 \cdot E_{gr.}} \quad (9)$$

E_0 oznacza energię kinetyczną początkową cząsteczki α , $E_{gr.}$ zaś minimum energii, objawiającej jeszcze zdolności jonizacyjne, która jest stałą odpowiadającą prędkości około $0,81 \cdot 10^{10}$ cm./sek.

Wskutek (8) i (9) równanie (6) możemy napisać:

$$a' = \log t + b_0 \log (E_0 - E_{gr.}),$$

czyli

$$t \cdot (E_0 - E_{gr.})^{b_0} = \text{constans.}$$

I w wyżej wymienionym przykładzie, cząsteczki α o większej energii kinetycznej bywają wyrzucane w krótszych odstępach czasu.

W ten sposób stwierdziliśmy prawdopodobieństwo wniosku, wysnutego z hipotezy Sommerfelda, nie tylko dla stosunku elektronu do atomu, ale i dla wzajemnego stosunku atomów.

Hipoteza ta jedyna daje możność teoretycznego obliczenia stosunku energii części spolaryzowanej promieni röntgenowskich do energii promieni katodowych.

Według teorii elektronowej:

$$E_{\text{spol.}} = \frac{2}{3} \frac{e^2 \beta^2}{c \tau \sqrt{1 - \beta^2}};$$

uwzględniając (5), otrzymujemy:

$$\frac{E_{\text{spol.}}}{E_{\text{kat.}}} = \frac{4 \pi \beta^2 e^2}{9 \hbar c \sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (10)$$

Dla powyżej omówionego przypadku mamy zatem:

¹⁾ Phil. Mag. 12 (1906).

²⁾ Sommerfeld, Sitzungsberichte der Bayr. Ak. (1911).

$$\frac{E_{\text{spol.}}}{E_{\text{kat.}}} = \frac{1}{3700} \quad (11)$$

a więc wielkość tego samego rzędu jak wynik doświadczalny.

Z równania (10) wynika, że energia promieni spolaryzowanych jest niezależna od rodzaju substancji antikatody, a zależy tylko od prędkości promieni katodowych. Dla antikatody więc węglowej czy platynowej wielkość energii części spolaryzowanej powinna być jednakowa. I rzeczywiście stwierdzono, że dla antikatody węglowej promieniowanie röntgenowskie jest słabe, a część spolaryzowana względnie silna, dla platynowej zaś całkowite promieniowanie silnie a spolaryzowane — względnie słabe.

B. Część niespolaryzowana.

Hipoteza Plancka i hipoteza Sommerfelda jest dopełnieniem teorii elektromagnetycznej, która, nie zając sprawy ze zjawisk międzymolekularnych, wymaga pewnego uzupełnienia. W odniesieniu do teorii powstawania promieni röntgenowskich i te hipotezy nie wyjaśniają nam jednak tworzenia się części niespolaryzowanej.

Jak wspomniałem, można ją uważać za fluorescencję antikatody pod wpływem uderzeń elektronów katodowych. Według hipotezy Thomsona¹⁾ i Kaufmanna²⁾, fluorescencja polega na ponownym łączeniu się dodatnich i ujemnych jonów, rozdzielonych bądź pod wpływem uderzeń elektronów, bądź też pod wpływem krótkich fal elektromagnetycznych. Nie popadniemy jednak w sprzeczność, przypuszczając, że fluorescencja odbywa się w przeważnej części pod wpływem części spolaryzowanych promieni röntgenowskich, wnikaających w substancję antikatody.

Według doświadczeń Schmidta³⁾, światło spolaryzowane wywołuje w ciałach anizotropowych fluorescencję niespolaryzowaną.

Całokształt jednak procesu przemiany energii promieni katodowych w substancji antikatody musi mieć charakter zawity, gdyż promienie röntgenowskie wywołują prócz fluorescencji i emisję elektronów, które znów są przyczyną promieni Röntgena i t. d.

Tej okoliczności przypisać należy, że promienie röntgenowskie, chociaż powstają pod wpływem promieni katodowych o tej samej prędkości, posiadają całe widmo drgań, które przesuwają się ku stronie częstości większych wraz ze wzrostem prędkości promieni katodowych.

¹⁾ J. J. Thomson, Phil. Mag. 47 (1899).

²⁾ W. Kaufmann, Verh. der D. Phys. Ges. 2 (1900).

³⁾ Wied. Ann. 58 (1896).

§ 5. Zakończenie.

Rzecz naturalna, że rozważania tego rodzaju podlegają krytyce, gdyż nie opierają się na dokładnej znajomości budowy atomu. Nawet hipotezy Plancka i Einsteina stają bezradne wobec zjawisk, w których odgrywa rolę wnętrze atomu. Hipoteza Sommerfelda posuwa się o krok naprzód, nadając stałej Planckowskiej znaczenie fizyczne.

Należy mieć nadzieję, że dokładne poznanie praw przemian energii w podłożu materialnem zbadanie zjawisk, polegających na tych przemianach (np. promieniowania röntgenowskiego, promieniotwórczości, jonizacji, efektu fotoelektrycznego), naprowadzi naukę na właściwą drogę, wiodącą do poznania budowy wnętrza atomu.

Berlin, w sierpniu 1913.

MARYAN SMOLUCHOWSKI.

O fluktuacjach termodynamicznych i ruchach Browna.

Fluctuations thermodynamiques et mouvements browniens.

WSTĘP.

Indukcyjny charakter Fizyki pociąga za sobą tę konsekwencję, iż żadnej hipotezy w Fizyce nigdy nie możemy udowodnić w tem znaczeniu, w jakim używamy słowa „dowód“ w Matematyce. Jeżeli dbamy o ścisłość terminologii, nie powinniśmy wogóle mówić o „prawdziwości“ żadnej teorii fizycznej, ani nawet o jej prawdopodobieństwie¹⁾, tylko o jej większej lub mniejszej użyteczności, a pojęcie „experimentum crucis“ musimy porzucić, jako pozbawiony istotnego znaczenia przeżytek dawniejszych, naiwniejszych czasów, kiedy nauka nie była jeszcze tak jak dzisiaj przesiąknięta sceptycyzmem Teorii poznania.

Mimo to zdarza się i dzisiaj, że znajdujemy tak systematyczne potwierdzenia pewnej teorii, tak zadziwiające sprawdzenia wniosków, początkowo wzbudzających nieufność, że zdaje się nam, jakoby zaufanie nasze do danej teorii zyskało podstawy wprost namacalne, choć nauka ostrzega nas przed bezwzględną wiarą.

Astronom dzisiejszy przyjmuje system Kopernika jako fundament bezwzględnie pewny. Fizykowi wydaje się niemożliwem wątpić o „prawdziwości“ undulacyjnej teorii zjawisk akustycznych, — choć filozof słusznie każdą teorię uważać będzie za „obraz“ zjawisk przyrody, nie zgadzający się z rzeczywistością, tylko do pewnego stopnia odpowiadający naszym wrażeniom zmysłowym, przez owe zjawiska wzbudzonym.

¹⁾ Ponieważ nie mamy żadnej możliwości określenia, co przez prawdopodobieństwo w tem znaczeniu mamy rozumieć.