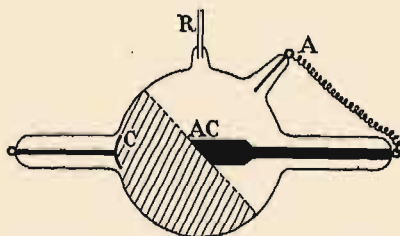


## ROZDZIAŁ III

### PROMIENIE KATODOWE

#### § 13. Powstawanie. Rozchodzenie się i własności.

Promienie katodowe powstają w rurze z rozrzedzonym gazem (rys. 26) na katodzie wysyłającej elektrony pod wpływem zderzeń jonów dodatnich. Ta emisja może zachodzić również w próżni, jeżeli katoda jest rozżarzona lub oświetlona światłem nadfioletowym (katoda cynkowa). Emisja odbywa się prostopadle do powierzchni katody; elektrony biegną po liniach prostych i jeżeli katoda jest wklęsła, tworzą wiązkę zbieżną, którą możemy skupić w *ognisku* na tzw. antykatodzie, tj. elektrodzie chwytającej elektrony. (Antykatoda może być zarazem anodą; może również być połączona z właściwą anodą umieszczoną z boku). Antykatoda jest źródłem emisji promieni  $X$  (Röntgena) powstających wskutek bombardowania jej promieniami katodowymi.



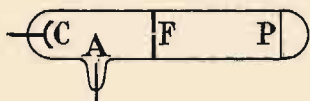
Rys. 26. C = katoda, A — anoda, AC — antykatoda, R — regulator ciśnienia. Okolica zakreskowana: półkula fosforescencji.

Promienie katodowe wywołują żywą fluorescencję różnych napotkanych substancyj, np. szkło świeci światłem zielonym, rubin czerwonym, kalcyt pomarańczowym itp. Promienie katodowe przenoszą znaczną ilość energii i mogą nawet rozżarzyć antykatodę.

Promienie katodowe, powstające w rurze z rozrzedzonym gazem i zebrane w ognisku, wytwarzają na powierzchni metalu wtórną emisję promieni tej samej natury, które rozpraszają się, wypełniając całą półkulę zbudowaną na płaszczyźnie antykatory i rozświetlają szkło *półkulą fosforescencji*. W rurze Coolidge'a<sup>1)</sup> nie widzimy tego zjawiska, zapewne dlatego, że w tym przypadku wewnętrzna powierzchnia szkła uzyskuje trwale ładunek ujemny, powstrzymujący dopływ rozproszonych promieni katodowych.

<sup>1)</sup> Tj. w rurze doskonale opróżnionej, zaopatrzonej w rozżarzoną katodę.

Promienie katodowe na ogół posiadają małą zdolność przenikania przez materię; ich przenikliwość wzrasta wraz z prędkością elektronów, a zatem z napięciem między elektrodami. Promienie katodowe na ogół nie przechodzą przez ścianki rury, w której powstają, jeżeli jednak w tej rurze zrobimy okno zakryte folią glinową grubości kilku mikronów (*Lenard*), promienie katodowe będą wybiegały poprzez okno na zewnątrz. Możemy je badać (rys. 27) w komorze dodatkowej opróżnionej lub zawierającej gaz rozrzedzony w odpowiednim stopniu.



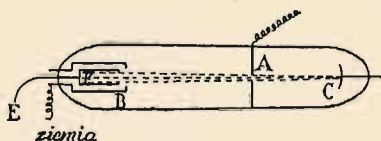
Rys. 27. *A* — anoda, *C* — katoda, *F* — okno, *P* — klisza fotograficzna umieszczona w komorze obserwacyjnej.

również zmiany chemiczne, uwidoczniające się w zabarwieniu; np. półkula fosforescencji szkła (rys. 26) po dłuższym funkcjonowaniu rury zaznacza się jako półkula barwna.

Katoda rury ulega tzw. *rozpylaniu katodowemu*; rozproszone cząstki materialne osiadają na ściankach rury lub na jakimkolwiek przedmiocie umieszczonym przed katodą; to niepożądane zjawisko można osłabić używając katody wyrobionej z glinu. Jak się zdaje przyczyną rozpylania katodowego są uderzenia jonów dodatnich. Za pomocą rozpylania katodowego można otrzymać bardzo cienkie warstwy metalowe.

**Ładunek promieni.** *J. Perrin* uczynił doniosłe odkrycie, że promienie katodowe przenoszą ładunek ujemny.

Możemy przekonać się o istnieniu tego ładunku w następujący sposób. Wiązka promieni wybiegających (rys. 28) z katody *C* przechodzi przez otwór w anodzie *A* i przenika do puszki Faradaya *C* izolowanej i połączonej z elektrometrem. Pudełko *B* połączone z ziemią (podobnie jak anoda *A*) odgrywa rolę osłony elektrostatycznej. Gdy pojawiają się promienie katodowe, puszka *F* ładuje się ujemnie. Przyływ ładunku ustaje, jeżeli wiązkę odchylamy działaniem magnesu (§ 14).



Rys. 28.

*Lenard* pokazał, że promienie katodowe przenoszą nabój poprzez cienką blaszkę glinową, przez którą przenikają.

#### § 14. Działanie pola magnetycznego i pola elektrycznego na promienie katodowe.

Promienie katodowe odchylają się w polu magnetycznym i w polu elektrycznym. Odchylenia te należy badać w próżni, aby nie mieć do czynienia z pochłanianiem i rozpraszaniem promieni katodowych w gazach.

**Odchylenie magnetyczne.** Siła *F* działająca w polu magne-

tycznym o natężeniu  $H$  na cząstkę, której ujemny ładunek wynosi  $e$ , masa  $m$ , prędkość  $v$ , wyraża się wzorem

$$F = \mu_0 e v H \sin \alpha;$$

$\alpha$  jest to kąt zawarty między kierunkiem pola i prędkości;  $\mu_0$  jest to zdolność magnetyczna próżni. Siła  $F$  jest prostopadła do płaszczyzny przechodzącej przez  $H$  i  $v$ ; jest skierowana od prawej do lewej ręki obserwatora, względem którego wektor prędkości jest skierowany od stóp ku głowie i który spogląda w kierunku pola. Ponieważ siła  $F$  jest prostopadła do prędkości, przeto prędkość pozostaje niezmienna co do wielkości i tylko jej kierunek może się zmieniać. Okoliczność ta charakteryzuje w sposób zupełnie ogólny działanie pola magnetycznego na naładowane cząstki.

Weźmy pod uwagę przypadek przedstawiony na rys. 29. Pole magnetyczne jest skierowane prostopadle do płaszczyzny rysunku, od przodu do tyłu;  $OP$  i  $OF$  są to początkowe kierunki prędkości i siły. Tor jest płaski; jego kształt wynika z równania ruchu, którego przyspieszenie normalne do toru skierowane wzdłuż  $MF'$  jest stałe. Kładąc  $\sin \alpha = 1$ , i oznaczając promień krzywizny przez  $\rho$ , otrzymamy

$$\frac{mv^2}{\rho} = \mu_0 H e v, \text{ stąd } \rho = \text{const} = R = \frac{mv}{e \mu_0 H}.$$

Cząstka opisuje koło o promieniu  $R$ , styczne w punkcie  $O$  do prędkości  $v_0$ . Pomiar  $R$  pozwala obliczyć  $mv/e$ , jeżeli natężenie  $H$  pola jest znane.

Jeżeli promień  $R$  jest wielki, co ma miejsce np. w przypadku wielkiej prędkości  $v$ , wówczas wielkością mierzoną bezpośrednio jest odchylenie  $\delta$  cząstki, która przebiegła w polu długość  $OA = l$ . Mamy zależność

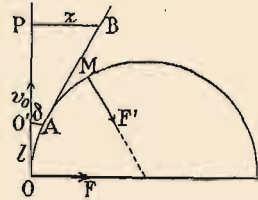
$$\delta (2R - \delta) = l^2$$

lub w przybliżeniu, jeżeli  $\delta$  jest małe,

$$2R\delta = l^2; \delta = \frac{l^2}{2R} = \frac{l^2}{2} \frac{e \mu_0 H}{mV}.$$

Począwszy od punktu  $A$ , w którym cząstka wybiega z pola, tor jest prostoliniowy, prędkość zaś jest styczna w tym punkcie do toru kołowego. Odchylenie  $z = PB$  obserwowane na ekranie prostopadłym do  $OO'$  jest proporcjonalne do  $\delta$ , tj. do  $e/mv$ .

Na drodze wiązki można umieścić ekran fluoryzujący pod działaniem promieni i obserwować odchylenie plamki wskazującej miejsce, na które padają promienie. Można również używać kliszy fotograficznej: ujrzymy



Rys. 29.  $OF$  — pierwotny kierunek siły w punkcie  $O$ ,  $MF'$  — kierunek siły w punkcie  $M$  toru.



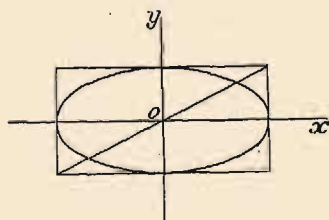
na niej, w punkcie  $P$ , ślad wiązki pierwotnej, oraz w punkcie  $B$  ślad wiązki odchylonej. W obu przypadkach można zmierzyć  $z$  i wyliczyć wartość  $e/mv$ .

Stosując opisaną tu metodę, należy uwzględnić poprawki wynikające stąd, że pole magnetyczne nie posiada wyraźnych granic. Jeżeli krzywizna toru jest duża, można zrealizować warunki doświadczalne, w których promienie opisują półkole; wówczas mierzy się bezpośrednio średnicę (rys. 29).

W polu jednostajnym, którego wektor  $H$  tworzy kąt  $\alpha$  z kierunkiem  $V_0$ , tor jest śrubową nawiniętą na prostym cylindrze kołowym, którego tworząca jest równoległa do pola, promień zaś równa się  $R \sin \alpha$ , gdzie  $R$  jest to promień koła opisywanego w przypadku  $\sin \alpha = 1$ . Jeżeli pole nie jest jednorodne, tor przybiera postać bardziej skomplikowaną: jest to śrubowa, która odkształca się stopniowo.

W gazie niezbyt rozrzedzonym wiązka promieni katodowych jest widoczna wskutek luminescencji gazu. W tym przypadku tor można sfotografować. Można również otrzymać obraz wiązki, umieszczając kliszę równolegle i stycznie do wiązki. Na tablicy I, fig. 1, 2, 3 są przedstawione fotografie torów w polu magnetycznym.

Jeżeli pole magnetyczne jest zmienne w czasie, odchylenie zmienia się również. Wyobraźmy sobie cienką wiązkę promieni prostopadłą w punkcie  $O$  do płaszczyzny rys. 30, w polu zmiennym i równoległym do  $Ox$ . Ślad  $O$  wiązki wykonywa w płaszczyźnie  $Oxy$  drganie równoległe do  $Oy$ . Jeżeli natomiast pole jest równoległe do  $Oy$ , drganie



Rys. 30.

śladu wiązki zachodzi wzdłuż prostej  $Ox$ . W przypadku współistnienia obu pól drgania dodają się do siebie. Jeżeli pola zmieniają się synchronicznie, drganie odbywa się wzdłuż przekątnej prostokąta zbudowanego na amplitudach  $Ox$  i  $Oy$ . Jeżeli okres zmienności pól jest jednakowy, faza zaś różna, ślad wiązki opisuje elipsę wpisaną w prostokąt.

Istnieje kilka metod doświadczalnych opartych na zachowaniu się promieni katodowych w polu magnetycznym.

**Zasada oscylografii.** Wiązka promieni katodowych odgrywa rolę wskaźnika zmian pola magnetycznego. Drgania powstające w polu fotografuje się na kliszy przesuwanej w kierunku prostopadłym do drgań; w ten sposób otrzymuje się krzywe, których analiza odzwierciedla zmienność pola magnetycznego w czasie (*oscylograf katodowy*).

**Zasada pomiaru prędkości  $v$  promieni.**

Dwa pola synchroniczne, zmienne z okresem  $T$ , wytworzone przez cewki  $BB$  i  $B'B'$  działają na wiązkę w punktach oddalonych od siebie o długość  $l$  (rys. 31). Czas potrzebny do przebycia tej drogi wynosi  $l/v$ , działanie pola  $B'B'$  jest przeto opóźnione względem  $BB$  o różnicę fazy  $\varphi = l/vT$ . Jeżeli  $\varphi = 1$ , drgania nakładają się na siebie dokładnie tak samo jak w przypadku jednoczesnego działania obu pól w tym samym



Fig. 1.

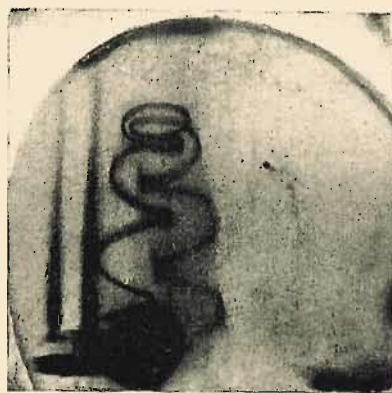


Fig. 2.



Fig. 3.

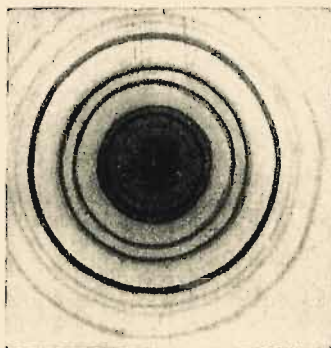


Fig. 4.

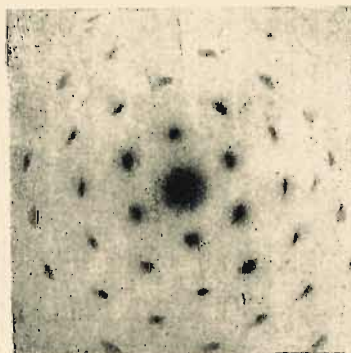


Fig. 5.

**Tory promieni katodowych fotografowane w świetle gazu, przez który promienie przechodzą w polu magnetycznym (Willard).**

Fig. 1. Pole prostopadłe do toru. Koło.

Fig. 2. Pole skośne względem toru. Linia śrubowa.

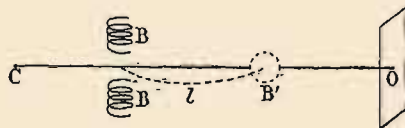
Fig. 3. Bezpośredni ślad wiązki promieni, których tor znajduje się w płaszczyźnie kliszy.

Pole magnetyczne prostopadłe do toru (Becker).

Fig. 4. Dyfrakcja elektronów w bardzo cienkiej, drobno krystalicznej folii złotej. Energia 40000 ew. (J. Trillat).

Fig. 5. Dyfrakcja elektronów w bardzo cienkim kryształku platyny. Energia 40000 ew. (J. Trillat).

punkcie. Aby zatem zmierzyć  $\nu$ , wystarczy dobrać bądź  $l$ , bądź  $T$ , aby  $l = \nu T$ . Chcąc zmierzyć prędkość rzędu  $10^9 \text{ cm/sek}$ , musimy zasilać cewki prądem zmiennym wysokiej częstotliwości, którego okres  $T$  jest rzędu  $10^{-7} \text{ sek}$ .

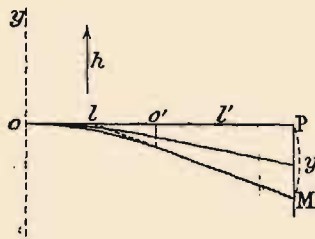


Rys. 31.

### Odchylenie elektryczne.

Cząstka niosąca ładunek  $e$  znajduje się w polu elektrycznym, którego natężenie wynosi  $h$  i które wywiera na cząstkę siłę  $eh$  skierowaną odwrotnie do pola, jeżeli ładunek jest ujemny. Odchylenie elektryczne obserwujemy poza polem, ponieważ wytwarzamy je zazwyczaj między dwiema równoległymi płytkami, umieszczonymi blisko siebie.

Cienka wiązka styczna do  $OO'$  przenika w punkcie  $O$  do jednostajnego pola o natężeniu  $h$  i kierunku  $Oy$  (rys. 32). Odchylenie jest na ogół małe, wobec czego można zaniedbać zmiany prędkości. Ponieważ siła jest stała, przeto odchylenie  $\delta$  po przejściu drogi  $l$  wyraża się wzorem:



Rys. 32.

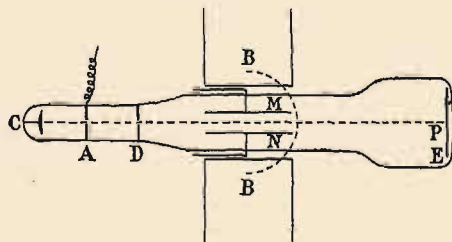
$$\delta = \frac{1}{2} \frac{eh}{m} \frac{l^2}{\nu^2}.$$

Tor jest łukiem paraboli, stycznym w  $O$  do kierunku  $OO'$ . Styczna do łuku w punkcie, w którym wiązka wybiega z pola, przecina odcinek  $OO'$  w jego środku. Odchylenie  $y$  obserwowane na ekranie prostopadłym do  $OO'$ , tj. odległość między śladem  $P$  wiązki pierwotnej i śladem  $M$  wiązki odchylonej, jest proporcjonalne do  $\delta$ , tj. do  $e/m\nu^2$ .

Pomiar  $y$  pozwala wyliczyć  $e/m\nu^2$ . Należy uwzględnić poprawki wynikające z odkształceń pola przy wejściu i wyjściu z kondensatora płaskiego.

Stosowanie pola elektrycznego zmiennego daje podobne wyniki jak w przypadku zmiennego pola magnetycznego. Tak np. można zmierzyć prędkość promieni za pomocą dwóch pól zmiennych, synchronicznie działających na wiązkę w dwóch różnych punktach.

Rys. 33 przedstawia aparat służący do obserwowania odchylenia promieni katodowych w polu magnetycznym i elektrycznym.



Rys. 33.  $C$  — katoda,  $A$  — anoda odgrywająca rolę diafragmy,  $D$  — diafragma,  $M, N$  — płytki, między którymi istnieje pole elektryczne.  $BB$  — przekrój cewek wytwarzających pole magnetyczne,  $E$  — ekran do obserwowania promieni. Ślad  $P$  wiązki nie odchylonej, tj. otrzymanej w nieobecności pola, służy jako punkt odniesienia. Odwracając kierunek jednego lub drugiego pola otrzymujemy odwrócenie odchylenia.





wania katodowego posiada taki sam ładunek jak jednowartościowy ładunek elektrolityczny (§ 13 i 14), masa tej cząstki musi stanowić zatem drobny ułamek masy jonu, mniejszy od 1/1000. Te cząstki naładowane ujemnie, znacznie mniejsze od atomów i zawarte we wszystkich rodzajach materii, otrzymały nazwę elektronów.

Liczne prace poświęcone dokładnemu wyznaczeniu stosunku  $e/m$  elektronu pokazały, że masa naładowanej cząstki nie jest stała, lecz wzrasta wraz z prędkością. Zgodnie z zasadą względności (§ 33) związek między masą i prędkością wyraża się wzorem Lorentza:

$$m = m_0 / \sqrt{1 - \beta^2}.$$

$\beta$  jest to stosunek prędkości cząstki  $v$  do prędkości światła  $c$  ( $3 \cdot 10^{10}$  cm/sek),  $m_0$  jest to tzw. *masa spoczynkowa* czyli granica, do której dąży  $m$ , gdy prędkość dąży do zera. Zgodnie z tym wzorem mamy

$$e/m = e \sqrt{1 - \beta^2} / m_0.$$

Ten ostatni wzór został potwierdzony doświadczalnie.

Według mechaniki klasycznej energia kinetyczna elektronu równa się  $\frac{1}{2} m v^2$ . Wzór ten jednak jest słuszny tylko w przypadku małej prędkości, gdyż  $m$  staje się wówczas równe  $m_0$ . Jeżeli prędkość jest porównywalna z prędkością światła, należy stosować wzór Einsteina

$$W = m_0 c^2 (1 / \sqrt{1 - \beta^2} - 1);$$

gdy  $\beta$  dąży do zera, wzór ten przybiera wspomnianą poprzednio postać klasyczną. Wartości graniczne  $m_0$  i  $\frac{1}{2} m_0 v^2$  można stosować z błędem mniejszym niż 0,5%, jeżeli  $\beta < 0,1$ , tj.  $v < 3 \cdot 10^9$  cm/sek.

Ponieważ promienie katodowe wychodzące z powierzchni katody posiadają niezmiernie małą prędkość początkową, przeto uzyskują energię kinetyczną wskutek istnienia różnicy potencjału  $V$  między katodą i anodą. Energia cząstki katodowej wyraża się iloczynem  $W = eV$ .

Mierząc  $e$  i  $V$  w jednostkach bezwzględnych, otrzymujemy  $W$  w ergach. Zazwyczaj jednak wyrażamy  $W$  w elektronowoltach; elektronowolt jest to energia, którą uzyskuje elektron, gdy  $V = 1$  wolt. 1 elektronowolt równa się  $4,77 \cdot 10^{-10} / 300 = 1,59 \cdot 10^{-12}$  ergów.

Z równości

$$m_0 c^2 (1 / \sqrt{1 - \beta^2} - 1) = eV,$$

która w przypadku  $\beta < 0,1$  redukuje się do  $m_0 v^2 / 2 = eV$ , wynika związek między  $e/m$  i  $V$ , często stosowany w pracach mających na celu wyznaczanie tych wielkości. Doświadczenie polega na tym, że mierzymy potencjał emisji (tj. różnicę potencjału między elektrodami) oraz odchylenie magnetyczne promieni.

Obecnie przyjęta jest następująca wartość stosunku  $e/m_0$

$$e/m_0 = 1,76 \cdot 10^{17} \text{ j.em.} = 5,28 \cdot 10^{17} \text{ j.es.}$$



Stąd wynika, że masa spoczynkowa elektronu jest 1825 razy mniejsza od masy atomu wodoru. Ciężar atomowy odniesiony do  $O = 16$  wynosi 0,00055, bezwzględna zaś masa elektronu równa się  $9,04 \cdot 10^{-28}$  g.

Wobec istnienia dobrze ugruntowanego związku między  $e/m$  i  $\beta^2$ , dla wyznaczenia prędkości elektronów, a zatem ich potencjału emisji (energii kinetycznej) wystarczają pomiary samego tylko odchylenia magnetycznego. Metoda ta jest użyteczna zwłaszcza wtedy, kiedy nie mamy żadnej innej wiadomości o energii, jak np. w przypadku promieni  $\beta$  wysyłanych przez ciała promieniotwórcze.

*Elektron jest to niepodzielna cząstka elektryczności ujemnej (§ 9);* elektron jest ponadto elementem budowy wszystkich atomów i odgrywa rolę w zjawiskach przewodzenia ciepła i elektryczności, w emisji i absorpcji światła i innych rodzajów promieniowania. Większość zjawisk fizycznych i chemicznych polega na wymianie energii między elektrolami i atomami.

#### § 16. Absorpcja i rozpraszanie promieni katodowych. Zasięg. Zdolność jonizacyjna.

Prędkość elektronu pozostaje niezmienna w przestrzeni próżnej, w której nie ma żadnego pola elektrycznego, jeżeli jednak elektron biegnie w materii, wówczas zachodzi wymiana energii między elektronem i atomami, które mogą być traktowane jako układy cząstek naelektryzowanych. Promienie, tworzące zrazu wiązkę jednorodną i wąską, doznają nieuporządkowanej zmiany kierunków zwanej *rozproszaniem*, ponadto ulegają *absorpcji*, tj. zmniejsza się ich energia i liczba. Te zawiłe zjawiska, sprawiające, że wiązka stopniowo zanika, są tym wyraźniejsze, im prędkość promieni jest mniejsza i im gęstość pochłaniającej materii jest większa. Tak np. promienie katodowe, wytwarzane w rurach do wyładowań pod napięciem 50.000 do 100.000 woltów, są silnie pochłaniane we wszelkiej materii stałej, a nawet w powietrzu pod ciśnieniem atmosferycznym, gdy tymczasem znacznie szybsze promienie  $\beta$  ciał promieniotwórczych przebiegają w powietrzu drogę rzędu wielkości kilku metrów i mogą być z łatwością obserwowane.

Jest rzeczą łatwiejszą mierzyć całkowity skutek absorpcji i rozproszenia niż rozdzielić te dwa efekty. Pewne pojęcie o samym rozproszeniu dają otrzymywane w komorze Wilsona fotografie torów elektronowych stanowiących wtórne promieniowanie (§ 24 tabl. V) promieni X w powietrzu. Te tory są na ogół zakrzywione, odcinki prostolinijne otrzymuje się tylko w przypadku elektronów bardzo prędkich. Rozważania teoretyczne wskazują (§ 86), że elektron w ruchu doznaje licznych małych odchyień, wynikających ze spotkań z oddzielnymi atomami; znacznie rzadziej powinny zdarzać się duże odchylenia, mianowicie wówczas, gdy elektron przebiegnie w pobliżu innego elektronu lub jakiegoś jądra atomowego. Istotnie na fotografiach torów odnajdujemy te postaci odchyień.

Doświadczalne dane liczbowe dotyczą najczęściej efektów zbiorowych, np. zanikania wiązki, której natężenie mierzymy bądź jako całkowity ładunek cząstek, bądź jako jonizację wytworzoną w rozrzedzonej gazie, przez który przechodzą badane promienie. W pierwszym przypadku wiązka wpada do puszki Faraday'a, pomiędzy zaś tym receptorem i źródłem ustawiamy ekrany z materii pochłaniającej w postaci warstw określonej grubości; w drugim przypadku wiązka po przejściu przez pochłaniającą materię przenika do komory jonizacyjnej. Obie metody dają wyniki analogiczne. Prawo absorpcji ma często postać wykładniczą. Niech będzie  $I_0$  natężenie początkowe,  $I$  natężenie obserwowane po przebyciu warstwy materii, której grubość jest  $x$ . Piszemy wówczas,

$$I = I_0 e^{-\mu x};$$

jeżeli  $\mu$  może być uważane za stałe w pewnym przedziale wartości  $x$ , mówimy że  $\mu$  jest to *współczynnik absorpcji całkowitej* w tym przedziale. Ponieważ mamy  $dI = -\mu I dx$ ,  $\mu$  jest to ułamek promieniowania pochłonięty na jednostce długości. Z tego wzoru absorpcyjnego wynika, że

$$\ln I = \ln I_0 - \mu x, \quad (\ln - \text{logarytm naturalny}),$$

$\ln I$  zmniejsza się zatem liniowo wraz z  $x$ ; wartość  $\mu$  możemy określić graficznie jako nachylenie prostej, której rzędne są to logarytmy, odcięte zaś grubości warstwy. Inną wielkością charakterystyczną i niezależną od natężenia początkowego  $I_0$  jest grubość warstwy  $D$  zmniejszającej natężenie do połowy. Mamy przy tym:  $D = \ln 2 / \mu = 0,693 / \mu$ .

Lenard pokazał, że współczynnik  $\mu$  wzrasta szybko, gdy prędkość elektronów zmniejsza się i że jest w pierwszym przybliżeniu proporcjonalny do gęstości pochłaniającej materii; innymi słowy, stosunek  $\mu/\rho$ , czyli tzw. *masowy współczynnik absorpcji*, jest wielkością stałą. Biorąc rzecz dokładniej,  $\mu/\rho$  jest rosnącą funkcją ciężaru atomowego  $A$ .

Jeżeli chcemy posługiwać się współczynnikiem masowym we wzorach absorpcji, musimy prawo wykładnicze przedstawić w postaci

$$I = I_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} \frac{m}{s}},$$

gdzie  $m/s$  jest to gęstość powierzchniowa badanego ekranu absorpcyjnego,  $m$  — masa,  $s$  — pole powierzchni,  $\rho$  — gęstość,  $x$  — grubość ekranu.

Możemy wreszcie zdefiniować współczynnik absorpcji atomowej jako  $\mu A/\rho$ , oraz współczynnik absorpcji drobinowej, jako  $\mu M/\rho$ , gdzie  $M$  jest to ciężar drobinowy. Doświadczenie pokazuje, że absorpcja drobinowa jest wielkością addytywną i oblicza się na podstawie absorpcji atomów należących do drobin.

W przypadku, gdy przebieg absorpcji nie daje się przedstawić za pomocą wzoru wykładniczego z  $\mu$  stałym, posługujemy się współczynnikiem  $\mu$ , który zmienia się wraz z  $x$  i który określamy za pomocą wzoru

$$d(\ln I) = -\mu dx.$$



Każdej wartości  $x$  odpowiada wówczas pewne  $\mu$ , wyznaczone jako nachylenie stycznej do krzywej  $\ln I = f(x)$ . Współczynnik  $\mu$  wzrasta lub zmniejsza się wraz ze wzrostem grubości materii, zależnie od tego czy krzywa jest zwrócona ku osiom wypukłością, czy wklęsłością.

Studiując teoretycznie przechodzenie promieni katodowych przez materię, *J. J. Thomson* zbadał osobno wpływ rozproszenia i wpływ absorpcji. Rozproszenie jest skutkiem odpychania wywieranego przez elektrony zawarte w materii na elektrony, należące do wiązki biegnącej pierwotnie w kierunku  $x$ ; zakładamy przy tym, że odpychanie się wzajemne dwóch elektronów zachodzi według prawa Coulomba (siła centralna  $e^2/r^2$ , gdzie  $e$  jest to ładunek,  $r$  odległość). Następstwem tych działań jest stopniowe rozszerzanie się wiązki; liczba elektronów  $I$  przechodzących w jednostce czasu przez jednostkę pola przekroju prostopadłego do kierunku  $x$  zmniejsza się, gdy  $x$  wzrasta. Prawo zmniejszania się  $I$  (czyli natężenia) ma postać

$$I = I_0 e^{-\sigma x}.$$

$\sigma$  nazywamy *współczynnikiem rozproszenia*; według *Thomsona*  $\sigma$  jest odwrotnie proporcjonalne do prędkości  $v$  i do liczby  $n$  elektronów w jednostce objętości pochłaniającej materii. Z drugiej strony mamy  $n = \rho Z/m_A$ , gdzie  $\rho$  jest to gęstość,  $Z$  liczba atomowa,  $m_A$  masa jednego atomu ciała, którego ciężar atomowy wynosi  $A$ ;  $m_A = 1,65 \cdot 10^{-24} A$  (patrz § 11). Ponieważ stosunek  $Z/A$  niewiele różni się od 0,5, masowy współczynnik rozproszenia  $\sigma/\rho$  jest w przybliżeniu niezależny od rodzaju badanej materii. Efekt rozproszenia maleje nader szybko, gdy prędkość elektronów wzrasta.

Absorpcja rzeczywista wynika stąd, że elektrony wiązki oddają część swej energii w każdym spotkaniu z elektronem materii pochłaniającej; wskutek tego prędkość i energia elektronów zmniejszają się stopniowo. Energia pierwotna  $W_0$  wyczerpuje się zupełnie po przejściu określonej drogi zwanej zasięgiem promieni.

Przybliżona teoria prowadzi do następującej zależności między przebytą w materii drogą  $x$  i średnią wartością energii

$$W_0^2 - W^2 = 2ax,$$

gdzie współczynnik  $a$  jest proporcjonalny do  $n$ ;  $ax$  jest zatem w przybliżeniu proporcjonalne do  $\rho x$ , tj. do masy obliczonej na jednostkę powierzchni przebytej materii.

Ponieważ energia jest proporcjonalna do potencjału emisji  $V$ , możemy napisać

$$V_0^2 - V^2 = Kx,$$

stąd otrzymujemy następującą wartość zasięgu  $Z$

$$Z = V_0^2/K.$$



Doświadczenia wykonane z jednorodnymi promieniami katodowymi, których prędkość jest znana, są do pewnego stopnia zgodne z przewidywaniami teoretycznymi. Należy jednak zaznaczyć, że strata energii jednej cząstki na długości  $x$  podlega przypadkowym wahaniom zależnym od zderzeń i jest różna w przypadku różnych cząstek. Stąd wynika, że nie wszystkie zasięgi indywidualne są jednakowe.

Jeżeli elektrony w wiązce posiadają początkowo jednakową prędkość, możemy badać stratę energii na podstawie odchylenia magnetycznego. W tym celu ustawiamy ekran pochłaniający, którego grubość jest znana, w ten sposób, aby elektrony przenikały do pola magnetycznego po przejściu przez ekran. Jeżeli grubość jest niewielka, wiązka pozostaje jednorodna, tj. wszystkie elektrony są jednakowo zwalniane w ekranie; ich zmniejszonej prędkości odpowiada dobrze określone odchylenie magnetyczne.

Na poniższej tablicy dajemy dla przykładu wyniki otrzymane przez *Beckera*, dotyczące elektronów, których prędkość początkowa wynosiła  $\beta = 0,52$ . Zmniejszenie prędkości osiągało wartość 40% i było zależne od masy powierzchniowej, nie zaś od natury ekranu. Stwierdzono również niejaką stałość stosunku  $(\nu_0^4 - \nu^4)/\rho x$ . Tablica zawiera masowe współczynniki absorpcji odpowiadające każdej prędkości. Współczynniki te wyznaczano, badając stopniową utratę ładunku wiązki, tj. liczby należących do niej elektronów.

$m/s$ w $g/cm^2$	$\mu/\rho$ w $cm^2/g$	$\beta = \nu/e$	$s(\beta_0^4 - \beta^4)/m$
0,001	95	0,516	2,1
0,002	102	0,507	3,6
0,004	145	0,492	3,8
0,006	192	0,463	4,5
0,008	317	0,432	4,8
0,010	430	0,392	4,9
0,012	670	0,357	4,7
0,014	1240	0,314	4,5

Widzimy, że  $\mu/\rho$  rośnie szybko, gdy prędkość się zmniejsza. Ponadto zmniejszeniu się prędkości o 40% towarzyszy tak znaczne osłabienie wiązki, że liczba elektronów spada do 1%. Tłumaczymy to rozproszeniem; elektrony odchylone w zderzeniach o bardzo duży kąt przestają należeć do wiązki, cofając się w głąb ekranu, w którym kończą swą drogę.

Promienie katodowe, których prędkość jest zawarta między 0,2 i 0,5 prędkości światła, posiadają w glinie zasięg  $l$ , proporcjonalny do  $\nu^4$  i dany przez wzór

$$\rho l = 0,15 (\nu/c)^4 = 2,4 \cdot 10^{-12} V^2,$$

gdzie  $\rho$  jest wyrażone w  $g/cm^2$ ,  $l$  w  $cm$ ,  $V$  w woltach.

Metoda Wilsona torów mgiełkowych, pozwalająca mierzyć zasięgi od-

dzielnych cząstek w powietrzu, daje wyniki tego samego rzędu wielkości. Wzory zawierające  $v^4$  oraz wzory z  $V^2$  przestają być równoważne, gdy prędkość jest bardzo wielka (promienie  $\beta$ ). Zasięg wzrasta stale wraz z potencjałem emisji, gdy tymczasem prędkość zmienia się bardzo nieznacznie; jak się wydaje, wzrastanie zasięgu jest powolniejsze niż to odpowiada zależności liniowej od  $V^2$  (§ 85).

*Zdolność jonizacyjna*, tj. liczba jonów wytworzonych przez jeden elektron na 1 *cm.* drogi, jest zrazu równa zeru, dopóki potencjał emisyjny jest mniejszy od potencjału jonizacyjnego, następnie wzrasta wraz z prędkością i osiąga maksymalną wartość 10 par jonów pod ciśnieniem 1 *mm* słupa rtęci, tj. 7600 par jonów/*cm* pod ciśnieniem atmosferycznym. To maksimum odpowiada potencjałowi emisyjnemu 200 woltów; dalszemu wzrostowi prędkości towarzyszy spadek zdolności jonizacyjnej. Wartości liczbowe są podane w rozdziale XIV § 85.

Za pomocą metody torów mgiełkowych zdołano stwierdzić, że na 340 jonów wytworzonych przez elektron, którego energia wynosiła 2500 elektrowoltów, tylko 90 powstaje w działaniu bezpośrednim, reszta zaś są to jony wytworzone przez elektrony wtórne, które uzyskały energię dostateczną dla jonizacji. Wydatek energii na 1 parę jonów jest na ogół znacznie większy od energii odpowiadającej potencjałowi jonizacyjnemu (ok. 17 *ew.* w azocie, ok. 15 *ew.* w tlenie) i wynosi, zgodnie z wynikami nowszych prac, ok. 35 elektronowoltów na 1 parę jonów wytworzonych w powietrzu. Nie znamy jeszcze dokładnie sposobu wyczerpywania się energii pierwotnego elektronu. W rozdziałach VIII i XIV powrócimy do zagadnień przechodzenia promieni korpuskularnych przez materię.

Za pomocą aparatów wysokiego napięcia, w których  $V$  wynosi np. 25000 woltów, otrzymujemy promienie katodowe, biegnące z prędkością  $v = 0,75 c$  i posiadające zasięg równy 50 *cm.* w powietrzu pod ciśnieniem atmosferycznym. Zdołano zresztą skonstruować przyrządy funkcjonujące pod znacznie wyższym napięciem i dające promienie znacznie bardziej przenikliwe. Tablica 9 Przypisów zawiera wartości liczbowe prędkości i energii elektronu, odpowiadające rosnącym wartościom potencjału emisyjnego.

### § 17. Dyfrakcja elektronów.

Przenikaniu promieni katodowych przez cienką warstewkę substancji krystalicznej lub ich odbiciu od powierzchni kryształu towarzyszą zjawiska dyfrakcji, zupełnie podobne do zjawisk obserwowanych w przypadku promieni  $X$ . Ten doniosły fakt znajduje interpretację teoretyczną w rozważaniach *L. de Broglie'a* dotyczących fal związanych z elektronami (§ 35). Dyfrakcję elektronów charakteryzuje długość fali  $\lambda = h/mv$ , gdzie  $\lambda$  jest to długość fali,  $h$  — stała Plancka (§ 32),  $mv$  zaś — pęd elektronu ( $m$  — masa,  $v$  — prędkość). Obrazy fotograficzne otrzymywane na



kliszy, na którą padają elektrony po przejściu przez bardzo cienki ekran dyfrakcyjny, są podobne do pierścieni lub plam dyfrakcyjnych powstających w przypadku promieni  $X$  (§ 25). Jeżeli potencjał emisyjny elektronów wynosi  $V$  woltów, wówczas długość fali  $\lambda$ , obserwowana w dyfrakcji, równa się  $12,25/\sqrt{V}$  Å (Å czyli angström =  $10^{-8}$  cm).

Na tablicy I fig. 4 i 5 widzimy obraz pierścieni dyfrakcyjnych utworzonych przez elektrony, których  $V = 40000$  woltów i które przeszły przez cienką folię złotą, oraz wykres plam dyfrakcyjnych dawanych w tych samych warunkach przez kryształ platyny w folii z tego metalu. Dyfrakcja elektronów dostarcza bardzo czułej metody badania cienkich warstw bądź samoistnych, bądź też utworzonych na powierzchni innego ciała.

### § 18. Elektrony dodatnie.

Elektrony dodatnie, czyli pozytony, odkryte w r. 1933 są to cząstki naładowane dodatnio, których ładunek i masa mają tę samą wielkość co ładunek i masa elektronów ujemnych. Omówimy krótko okoliczności w jakich można obserwować pojawianie się pozytonów.

Promieniowanie elektromagnetyczne krótkofalowe (promienie  $X$ , promienie  $\gamma$  ciał radioaktywnych) wytwarza w materii wtórną emisję elektronów, których prędkość wzrasta wraz z przenikliwością promieni pierwotnych. Jeżeli energia «kwantowa»  $W$ , wielkość odwrotnie proporcjonalna do  $\lambda$  (§ 28), osiąga dostateczną wartość, wówczas emisji elektronów towarzyszy emisja pozytonów w ilości tym większej, im większe jest  $W$  i im ciężar atomowy substancji, na którą padają promienie pierwotne, jest większy (§ 90). W komorze rozprężeń Wilsona dostrzegamy tory elektronów i pozytonów podobne z wyglądu, dające się jednak rozróżnić na podstawie kierunku odchylenia w polu magnetycznym.

Ziemia otrzymuje z przestrzeni międzygwiazdnej promieniowanie niezmiernie przenikliwe zwane kosmicznym (§ 151). Za pomocą metody torów mgiełkowych ujawniamy w promieniowaniu kosmicznym obecność elektronów oraz pozytonów posiadających bardzo wielką prędkość.

W niektórych przemianach jądrowych wywołanych uderzeniem cząstki  $\alpha$  lub innego pocisku atomowego (proton, deutron, neutron) powstają pierwiastki nietrwałe ulegające samorzutnemu zanikowi podobnie jak zwykle pierwiastki promieniotwórcze. Niektóre spośród tych doświadczalnie otrzymywanych radiopierwiastków wysyłają podczas swej przemiany pozytony.

Stwierdzono, że  $e/m$  pozytonów jest tego samego rzędu wielkości, co  $e/m$  elektronów. Jeżeli zatem ładunki są w obu przypadkach jednakowe, masy muszą być równe lub różnią się nieznacznie. Zakładając, że zarówno bezwzględny ładunek jak i masa elektronu i pozytonu są identyczne, możemy na podstawie odchylenia magnetycznego wyznaczyć prędkość i energię pozytonów.



Pozytony przechodząc przez materię tracą prędkość podobnie jak elektrony. Absorpcji towarzyszy jednak znikanie pozytonów, których energia przeobraża się w energię promieniowania elektromagnetycznego (§ 90). Zgodnie z teorią Diraca przypisujemy pozytonom *ograniczony czas trwania*, co znajduje potwierdzenie w doświadczeniach.

---