

ROZDZIAŁ V

PROMIENIE X

§ 23. Otrzymywanie, własności i zastosowania promieni X.

W r. 1896 *Röntgen* odkrył promienie, które nazwał promieniami X; nazywamy je również promieniami Röntgena. Ekran powleczone platynocyjankiem baru umieszczony w pobliżu rurki Crookesa świeci pod działaniem promieniowania wychodzącego z rurki w chwili, kiedy przez nią przechodzi wyładowanie; to promieniowanie jonizuje powietrze, zaczernia kliszę fotograficzną i rozchodzi się po liniach prostych. Źródłem promieni jest miejsce, na które padają promienie katodowe, np. ścianki rurki lub antykatoda umieszczona na drodze elektronów.

Przenikliwość promieni X jest znacznie większa niż promieni dodatnich i ujemnych powstających w tej samej rurce, toteż promienie X przenikają przez ścianki i rozchodzą się w powietrzu otaczającym rurkę.

W różnych rodzajach materii przenikliwość jest tym mniejsza, im większy jest ciężar atomowy. Z powodu różnej przezroczystości ciała i kości możemy otrzymywać obrazy radioskopowe na fosforyzującym ekranie lub radiograficzne na kliszy fotograficznej. Ciężkie metale prawie nie przepuszczają promieni i dają cienie zarysowane jeszcze wyraźniej.

Przenikliwość promieni X wzrasta wraz z napięciem przyłożonym do rury, w której powstają; otrzymywanie bardzo przenikliwych promieni X wymaga zatem użycia bardzo szybkich promieni katodowych. Promienie X nie ulegają odchyleniu ani w polu elektrycznym, ani w polu magnetycznym; nie przenoszą zatem ładunku, jak o tym można przekonać się za pomocą puszki Faradaya, której ścianki posiadają grubość dostateczną dla zupełnego pochłonięcia promieni. Obrazy dyfrakcyjne otrzymywane za pomocą kryształów (§ 25) dowodzą, że promienie X są promieniowaniem elektromagnetycznym, którego długość fali jest niezmiernie mała. Zdołano stwierdzić istnienie promieni wypełniających w sposób ciągły lukę między zwykłymi promieniami X i światłem (§ 29).

Promienie X są wytwarzane w laboratoriach w rurach przystosowanych do danego doświadczenia; w zastosowaniach leczniczych używa się rur wyrabianych fabrycznie. Są to rury dwóch typów: rury gazowe za-

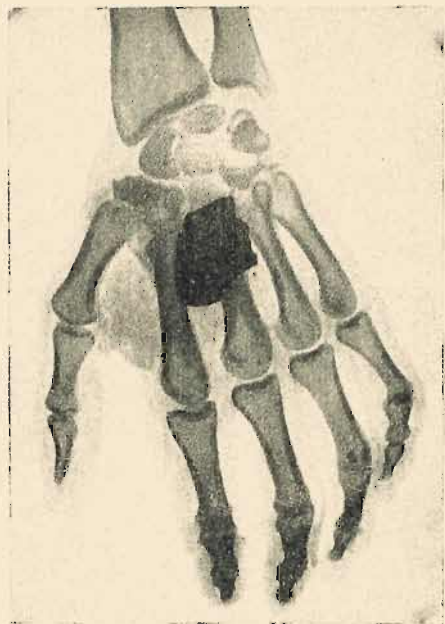


Fig. 1.



Fig. 2.

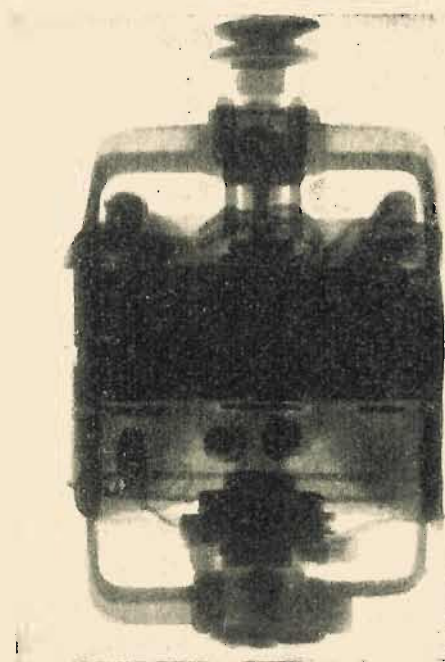


Fig. 3.

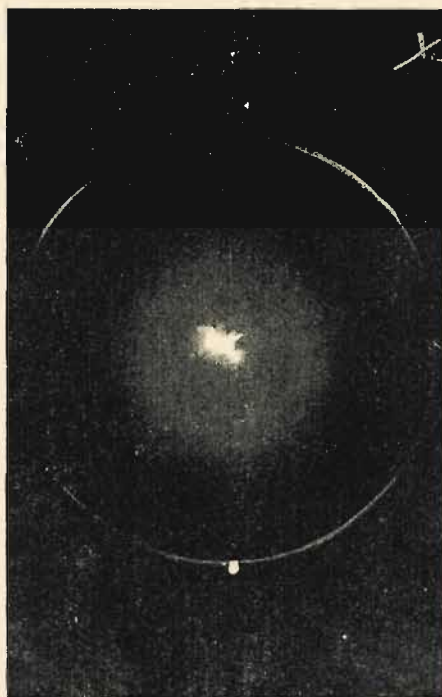


Fig. 4.

Fig. 1. Ręka zawierająca odłamek pocisku. Złamanie dwóch kości garstki i śródgartki.
 Fig. 2. Złamanie kości promieniowej.
 Fig. 3. Radiografia motoru w pełnym biegu. Zdjęcie poprzez grubość żelaza wynoszącą 7 cm. Promień X o energii 300 ekw. (F. Holweck).
 Fig. 4. Radiografia szczeliny w pocisku.

wierające bardzo rozrzedzony gaz i zaopatrzone w regulatory ciśnienia oraz rury z rozżarzoną katodą; te ostatnie muszą być bardzo starannie opróżnione. Rury są zasilane prądem wysokiego napięcia dostarczany przez transformatory, wyprostowanym i stabilizowanym za pomocą wentyli i kondensatorów. W rurach najczęściej używanych, napięcie osiąga 250.000 woltów, dzielność nie przekracza kilku kilowatów. W niektórych aparatach specjalnej konstrukcji można osiągnąć jeszcze wyższe napięcia.

Promienie X znajdują największe zastosowanie w medycynie, gdzie stanowią podstawę dwóch doniosłych metod: radiodiagnozy i radioterapii.

Radioskopia i radiografia pozwalają wykrywać uszkodzenia i złamania kości, uszkodzenia organów wewnętrznych, wreszcie obecność w organizmie ciał obcych, które wtargnęły tam przypadkowo (tabl. III, fig. 1 i 2). Promienie używane w radiodiagnozie mają przenikliwość, do której otrzymania wystarcza napięcie rzędu 50-100 kilowoltów.

Radioterapia opiera się na biologicznych działaniach promieni X . Działania te mogą być szkodliwe dla organizmu; zwłaszcza promienie niezbyt przenikliwe powodują powstawanie niebezpiecznych oparzeń. Natomiast promienie bardzo przenikliwe działają selektywnie na niektóre chore komórki, np. komórki rakowate, niszczą je, nie uszkadzając skóry i innych zdrowych tkanek, z konieczności naświetlonych razem z chorymi. Z tego powodu w ostatnich latach rozwija się technika otrzymywania promieni bardzo przenikliwych, wymagających stosowania wysokich napięć (powyżej 200 kilowoltów).

Promienie X są również używane do badania wyrobów metalowych, których grubość jest niewielka (tabl. III, fig. 3 i 4), do kontrolowania czystości i struktury różnych substancji itd. W § 28 będzie mowa o stosowaniu promieni X do analizy chemicznej.

§ 24. Pochłanianie i rozpraszanie promieni X . Promienie wtórne.

Przechodzenie promieni X przez materię jest zjawiskiem bardzo skomplikowanym. Ekran ustawiony w poprzek cienkiej wiązki promieni częściowo ją przepuszcza, częściowo zaś pochłania. Promienie wychodzące z ekranu są dwójakiej natury; część stanowi dalszy ciąg wiązki pierwotnej; inna część składa się z promieni wtórnych wysyłanych we wszystkich możliwych kierunkach i powstających bądź drogą rozprzyszczenia promieni pierwotnych, bądź wskutek ich przemiany połączonej ze stratą energii.

W przypadku wiązki, której rozwartość jest mała definiujemy współczynnik absorpcji całkowitej μ w następujący sposób. Niech I_0 będzie to natężenie pierwotne, I natężenie po przejściu przez ekran z badanej substancji, którego grubość jest x . Mamy $I = I_0 e^{-\mu x}$. Jako miarę natężenia obieramy jonizację wytworzoną w powietrzu.

Jeżeli współczynnik μ jest stały, przebieg absorpcji jest wykładniczy; μ wyliczamy z nachylenia prostej, przedstawiającej $\ln I$ jako funkcję x . Grubość L potrzebna do zmniejszenia natężenia do połowy jest równa

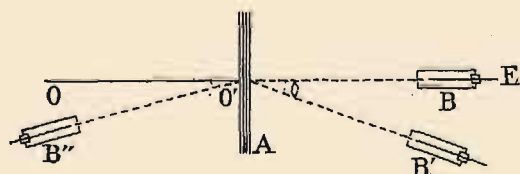
$$L = \frac{\ln 2}{\mu} \quad (\text{por. § 16}).$$

Wykładniczy przebieg absorpcji całkowitej traktu-

jemy jako cechę charakteryzującą promieniowanie jednorodne; wartość liczbową zależy jednak do pewnego stopnia od ustawienia eksperymentu i nie może być uważana za stałą absolutną. Obok współczynnika μ definiujemy współczynnik absorpcji masowej μ/ρ oraz współczynniki absorpcji atomowej i drobinowej $\mu.A/\rho$ i $\mu.M/\rho$. Absorpcja atomowa jest rosnącą funkcją ciężaru atomowego, absorpcja drobinowa składa się addytywnie z absorpcji atomów należących do drobin. W celu wyznaczenia μ możemy posługiwać się elektroskopem (rys. 7) lub komorą jonizacyjną (rys. 5) połączoną z aparaturą elektrometryczną; promienie przenikają do tych przyrządów poprzez ścianę, która je pochłania tylko w słabym stopniu, ekrany absorbujące umieszczamy obok tej ściany, między źródłem promieni i przyrządem odbiorczym.

Promienie X wysyłane przez antykatodę są zawsze niejednorodne. Wykres $\ln I$ jako funkcji grubości x jakiejkolwiek materii absorbującej daje krzywą zwracającą wypukłość ku osi x -ów, co świadczy o tym, że μ zmniejsza się wraz ze wzrostem grubości. To wzrastanie przenikliwości promieni wskutek przenikania przez materię nazywamy *filtrowaniem* promieni; w radioterapii głębokiej zawsze filtruje się promienie w ten sposób w celu polepszenia ich jakości; jednocześnie jednak traci się na natężeniu. Promienie X, zazwyczaj używane, przechodzą przez ciało ludzkie lub przez kilka milimetrów glinu, natomiast kilka milimetrów ołowiu zatrzymuje je w zupełności.

W celu oddzielenia promieni pierwotnych od wtórnych używamy np. wąskiej komory jonizacyjnej (rys. 41), która w położeniu B otrzymuje tylko promienie skierowane wzdłuż OO' , tj. wiązkę pierwotną; ustawiając ją w położeniu B' możemy zdać sobie sprawę z względnej ilości promieni wtórnych wysyłanych w danym kierunku. Emisja wtórna ma



Rys. 41.

miejsce nie tylko ku przodowi (promieniowanie przechodzące, położenie B'), lecz również w kierunku wstecznym (promieniowanie wsteczne, położenie B''). Ekran A stanowiący źródło emisji wtórnej nazywamy *radiatorem*. Umieszczając tuż

przed wejściową ścianą komory dodatkowe ekrany pochłaniające, możemy porównać przenikliwość promieni pierwotnych i wtórnych, rozchodzących się w danym kierunku. Promieniowanie wsteczne badamy często za pomocą radiatora, na który wiązka pierwotna pada ukośnie (rys. 42).

Radiator, na który padają promienie X, wysyła promienie wtórne, składające się częściowo z promieni korpuskularnych, mianowicie z elektronów. Przekonywamy się o tym umieszczając radiator w próżni w polu magnetycznym (rys. 52). Fakt ten świadczy o godnej uwagi wzajemności między promieniami elektronowymi i promieniami X, jest to

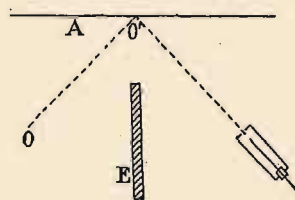
odwrócenie powstawania promieni X wskutek hamowania promieni katodowych. Radiator dobrze izolowany i umieszczony w próżni ładuje się dodatnio wskutek emisji elektronów (*Curie i Sagnac*).

Promieniowanie wtórne radiatora jest tylko częściowo korpuskularne; jest on również źródłem promieniowania elektromagnetycznego, powstającego wskutek przemiany promieniowania pierwotnego i charakteryzującego się zmniejszoną przenikliwością (*Sagnac*). Badania *Barkla* pokazały, że promienie X wtórne wysyłane przez lekkie pierwiastki różnią się tylko nieznacznie od pierwotnych i mogą być traktowane jako promienie rozproszone; natomiast żelazo, miedź i inne ciężkie metale dają oprócz promieni rozproszonych promieniowanie bardzo mało przenikliwe, charakterystyczne dla danego pierwiastka; warunkiem powstawania tych ostatnich jest to, że promienie pierwotne muszą być przenikliwsze od promieni charakterystycznych. Przenikliwość promieni charakterystycznych wzrasta w sposób prawidłowy wraz z ciężarem atomowym pierwiastka użytego w roli radiatora. Otrzymujemy w ten sposób prawidłowy szereg promieniowań charakterystycznych, w przybliżeniu jednorodnych, noszący nazwę *serii K*. Istnieje również inny szereg pochodzący od tych samych pierwiastków, utworzony z promieniowań jeszcze łatwiej pochłanianych: jest to tzw. *seria L*.

Poniższa tablica zawiera współczynniki absorpcji masowej w glinie promieni serii K i L niektórych pierwiastków:

Seria K	Fe	Cu	Ag	Ba	Au	Pt
	88.1	48	2.5	0.8		
Seria L			100	220	25	20

Emisję seryj K, L oraz innych seryj jeszcze mniej przenikliwych charakteryzujemy niekiedy jako zjawisko *fluorescencji*. Te serie są zupełnie analogiczne do seryj prążków widmowych w optyce i składają się nie z jednego, lecz z kilku wyrazów (§ 28). Absorpcja energii promieni pierwotnych, od której jest uzależnione powstawanie seryj charakterystycznych, nosi nazwę *absorpcji fotoelektrycznej*. Ta nazwa pochodzi stąd, że emisja o charakterze fluorescencji jest następstwem wtórnej emisji elektronowej, o której wspominaliśmy poprzednio. Bezpośrednim następstwem pochłonięcia energii pierwotnej jest wytrącenie z atomów radiatora elektronów, które w tym przypadku nazywamy *fotoelektronami*. W atomie powstaje wówczas zaburzenie, które kończy się fluorescencją. Reguła, zgodnie z którą przenikliwość promieniowania fluorescencyjnego jest mniejsza od przenikliwości promieni pierwotnych,



Rys. 42. OO' — pierwotna, w przybliżeniu równoległa wiązka; A — radiator, $O'O$ — wiązka wtórna wpadająca do komory jonizacyjnej, E — ekran zasłaniający komorę jonizacyjną od źródła promieni pierwotnych.

wyraża znane w optyce prawo *Stokesa*, głoszące że światło fluorescencji ma częstość mniejszą niż światło wzbudzające. W istocie przenikliwość promieni X jest rosnącą funkcją częstości.

Jak wspominaliśmy natężenie wiązki pierwotnej zmniejsza się nie tylko wskutek absorpcji fotoelektrycznej, lecz również wskutek *rozproszenia*; w pierwszym przybliżeniu rozproszenie nie zmienia jakości promieniowania, różni się zatem zasadniczo od absorpcji fotoelektrycznej.

W związku z powyższym możemy rozdzielić współczynnik absorpcji całkowitej na dwa wyrazy

$$\mu = \tau + \sigma,$$

gdzie τ jest to współczynnik *absorpcji prawdziwej*, σ — *współczynnik rozproszenia*. Możemy również zdefiniować masowy współczynnik σ/ρ ; jego wartość jest zbliżona do 0,2 w dosyć szerokim przedziale przenikliwości lub, jeśli wolimy, częstości promieniowania.

J. J. Thomson podał teorię rozproszenia promieni X opartą na założeniu, że elektromagnetyczne pole promieniowania wprawia w drgania elektrony znajdujące się w atomach. Drgający elektron staje się z kolei źródłem promieniowania, którego okres nie różni się dostrzegalnie od okresu promieni pierwotnych, jeżeli siły wiążące elektron w atomie nie są zbyt wielkie (tj. elektron jest słabo związany). Natężenie promieniowania rozproszonego przez atom wzrasta z liczbą elektronów w atomie; jeżeli wyznaczamy na tej podstawie liczbę elektronów, otrzymujemy wartość w przybliżeniu zgodną z liczbą atomową (§ 35). *J. J. Thomson* dał wzór następujący:

$$\sigma = 8\pi e^4 n/3 m^2 c^4,$$

gdzie n jest to liczba elektronów w jednostce objętości radiatora, m masa elektronu, e ładunek elektronu w *j. es.*, c prędkość światła. Posługując się podanymi poprzednio wartościami e , m , c , n , otrzymujemy

$$\sigma = 6,57 \cdot 10^{-25} n; \sigma/\rho = 0,30 Z/A,$$

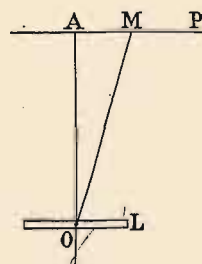
gdzie A jest to ciężar atomowy, Z liczba atomowa pierwiastka rozpraszającego; stosunek Z/A jest na ogół zbliżony do 0,5 i tylko w wodorze ma zupełnie inną wartość.

Z powyższego wzoru wynikało by, że współczynnik rozproszenia jest niezależny od długości fali. Ponadto teoria przewiduje, że rozkład natężenia promieniowania rozproszonego w kierunkach tworzących różne kąty θ z kierunkiem wiązki pierwotnej powinien być symetryczny względem płaszczyzny prostopadłej do wiązki; natężenie promieniowania rozproszonego ku przodowi i w kierunku wstecznym powinno być jednakowe. Wnioski teorii sprawdzają się w przypadku promieni X niezbyt przenikliwych (długość fali rzędu 10^{-8} cm); odchylenia od teorii są tym większe, im długość fali jest mniejsza (w przypadku twardych promieni X lub promieni γ). Te fakty znalazły interpretację teoretyczną w pracach

Comptona, który wykazał, w przeciwieństwie do dawnych poglądów, że promieniowanie rozproszone nie jest identyczne co do natury z promieniowaniem pierwotnym (§ 30).

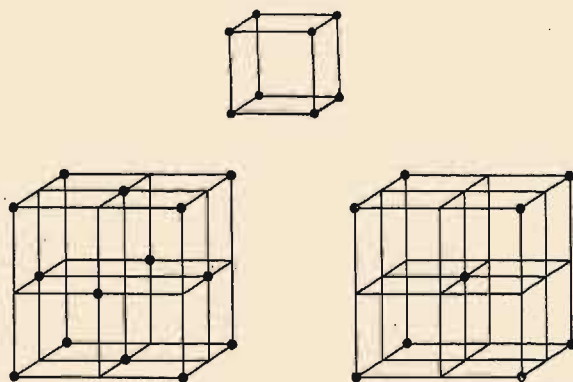
§ 25. Dyfrakcja promieni X w kryształach.

Niektóre dawniejsze próby uwidocznienia dyfrakcji promieni X za pomocą szczeliny w postaci klina pozwalały szacować długość fali tych promieni na około 10^{-9} cm; analogia z dyfrakcją światła wskazywała, że należałoby użyć w tym przypadku siatek o odstępach rzędu 10^{-8} cm, czyli 1 angströma (angströmy oznaczamy w optyce symbolem \AA). Drobiny ciała stałego są oddzielone odstępami tego rzędu wielkości, a ponieważ są rozmieszczone w kryształach w sposób prawidłowy, przeto w kryształach mamy, jak to pierwszy zauważył *Laue*, stosowne siatki dyfrakcyjne do badania promieni X . Doświadczenie potwierdziło słuszność pomysłu *Lauego*. Aby otrzymać obraz dyfrakcyjny promieni X , wystarczy skierować na kliszę fotograficzną cienką wiązkę przepuszczoną przez płytkę krystaliczną L (rys. 43).



Rys. 43.

Założmy, że wiązka jest prostopadła do płaskiej powierzchni płytki i że kierunek wiązki jest zgodny z kierunkiem jednej z osi symetrii OA kryształu. Na kliszy P otrzymamy ślad wiązki głównej w postaci plamki środkowej A oraz szereg plamek słabszych, pochodzących od wiązek ugiętych w różnych kierunkach. Plamki tworzą obraz posiadający cechy



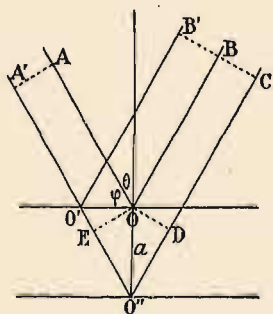
Rys. 44.

symetrii kryształu dookoła osi OA ; np. jeżeli jest to oś potrójna, plamki są rozmieszczone w wierzchołkach równobocznych trójkątów, których środek jest w A . Tablica IV, fig. 1, 2 przedstawia dwa zdjęcia otrzymane w ten sposób.

Te doświadczenia znakomicie potwierdzają teorię *Bravais'a*, zgodnie z którą kryształy są utworzone z utworów elementarnych, atomów lub

drobin, rozmieszczonych w *węzłach* sieci przestrzennej. Mamy 8 układów krystalicznych i 14 rodzajów sieci. Do układu regularnego należą trzy rodzaje sieci, mianowicie: sieć sześcienna, zbudowana z sześciątów, których wierzchołki są obsadzone, sieć centrowana wewnątrz, w której są obsadzone ponadto środki sześciątów, oraz sieć z centrowanymi ścianami sześciątów (rys. 44). Do każdego układu krystalicznego należy między innymi zwyczajna sieć równoległościenna, w której są obsadzone tylko węzły, tj. wierzchołki równoległościątów; w tym przypadku liczba utworów elementarnych jest równa liczbie podstawowych komórek kryształu, o ile rozmiary kryształu nie są zbyt małe.

Promieniowanie elektromagnetyczne padające na kryształ pobudza wszystkie jego atomy; zgodnie z ogólnymi założeniami optyki, stają się one środkami fal elektromagnetycznych różniących się od siebie tylko fazą. W niektórych kierunkach fazy tych fal cząstkowych są zgodne, mamy tam maxima natężenia, którym odpowiadają plamki obrazu dyfrakcyjnego. Dokładna teoria tych maximów jest dość zawiła; jest to teoria siatki dyfrakcyjnej trójwymiarowej. Bragg traktuje dyfrakcję w kryształach jako odbicie od płaszczyzn sieciowych. Bierzemy pod uwagę falę płaską padającą na płaszczyznę sieciową pod kątem padania θ ; promieniom AO i $A'O'$ (rys. 45) odpowiadają promienie odbicia prawidłowego OB i $O'B'$, których fazy są zgodne w punktach B i B' , ponieważ długości dróg AOB i $A'O'B'$ są równe; każdy element OO' płaszczyzny sieciowej daje zatem działania zgodne w kierunku tworzącym kąt odbicia θ równy kątowi padania. Maximum natężenia może jednak powstać tylko wtedy, gdy działanie danej płaszczyzny sieciowej zostaje wzmocnione zgodnymi działaniami płaszczyzn położonych głębiej, z których najbliższa znajduje się w odległości $OO' = a$ od pierwszej. Warunkiem zgodności



Rys. 45.

fazy promieni AOB i $A'O'C$ jest, aby różnica dróg $EO'D$ zawierała całkowitą liczbę n długości fali, skąd wynika, że $2a \cos \theta = n\lambda$.

Jeżeli kąt θ jest zbliżony do $\pi/2$, jest rzeczą dogodniejszą posługiwać się kątem dopełniającym φ , tj. kątem, który promienie tworzą z płaszczyzną sieci. Piszemy wówczas

$$2a \sin \varphi = n\lambda.$$

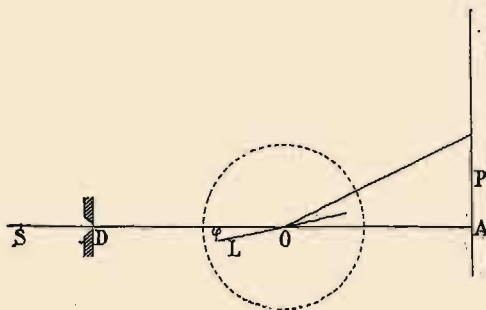
Liczba n jest to *rzęd* danego maximum. Natężenie w maximum wzrasta wraz z gęstością powierzchniową płaszczyzny sześciannu, tj. gęstością obsadzenia tej płaszczyzny atomami lub drobinami. Najsilniejsza dyfrakcja pochodzi od głównych płaszczyzn sieciowych charakteryzujących się najmniejszymi wartościami a ; są to płaszczyzny naturalnych ścian kryształu. Chociaż liczba możliwych układów płaszczyzn sieciowych jest nieskończenie wielka, tylko nieznaczna ich liczba przyczynia się do powstawania dostrzegalnych maximów dyfrakcyjnych. Zauważmy, że maxima dają tylko płaszczyzny, których $a > \lambda/2$.

§ 26. Analiza widm i budowa kryształów.

Dyfrakcja promieni X w kryształach jest podstawą dwóch doniosłych dziedzin badawczych: 1) analizy promieni X powstających w różnych warunkach, 2) zastosowania promieni X do wyznaczania budowy kryształów.

Do analizy widm używa się często metody *obracanego kryształu* (rys. 46). Do tego celu mogą służyć płytki krystaliczne ograniczone ściankami naturalnymi lub otrzymanymi przez łupanie (sól kuchenna, kalcyt, gips itp.).

Na płytkę L umieszczoną na stoliku goniometru pada wiązka wychodząca z źródła S i wycięta przez szczelinę D . Wiązka przepuszczona daje obraz na kliszy P ustawionej prostopadle do jej kierunku. Stolik wraz z kryształem obraca się powolnym ruchem. Jeżeli promieniowanie jest



Rys. 46.

ciągłe, tj. zawiera wszystkie możliwe długości fali w pewnym przedziale, wówczas każdej wartości kąta φ , który wiązka tworzy z powierzchnią kryształu, odpowiada wiązka ugięta z mniejszym lub większym natężeniem; na kliszy otrzymujemy wówczas widmo ciągłe. Jeżeli natomiast określona długość fali λ jest w wiązce uprzywilejowana w stosunku do sąsiednich długości fali, otrzymujemy prążek tylko wtedy, gdy kąt φ czyni zadość równaniu $2a \sin \varphi = n\lambda$, gdzie a jest to odstęp między płaszczyznami sieciowymi równoległymi do powierzchni odbijającej¹⁾.

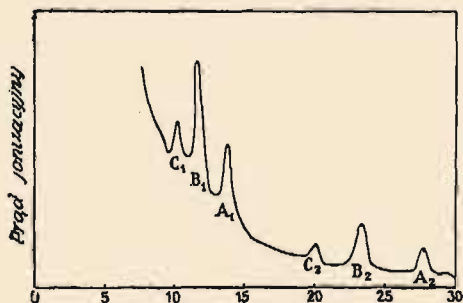
Klisyę fotograficzną można zastąpić komorą jonizacyjną, do której wiązka ugięta przenika przez wąską szczelinę; sposób ten pozwala badać natężenie widma ciągłego w zależności od kąta φ . Przyrząd musi być zbudowany w ten sposób, aby ramię, na którym jest osadzona komora, wykonało obrót o kąt 2φ dookoła osi O w tym samym czasie, w jakim kryształ obróci się o kąt φ . «Wejście» prążka do komory zaznacza się ostrym maximum na krzywej, której odcięcie są proporcjonalne do $\sin \varphi$, a zatem do λ , rzędne zaś przedstawiają natężenie zmierzzonego prądu jonowego. Metoda komory jonizacyjnej nadaje się

¹⁾ Proste rozważania geometryczne prowadzą do wniosku, że obracający się kryształ daje w przypadku promieniowania monochromatycznego prawdziwy obraz szczeliny D w punkcie, którego odległość od osi obrotu O kryształu jest równa odległości szczeliny od tej osi. Największą ostrość widma otrzymamy zatem używając błony fotograficznej zgiętej w kształt cylindra obrotowego, którego oś jest zarazem osią obrotu kryształu i którego promień równa się odległości OD . Jeżeli kąt dyfrakcji jest mały, możemy użyć płaskiej kliszy, oczywiście z warunkiem zachowania równych odległości OD i OA . Możemy wreszcie zastąpić ruch obrotowy ruchem oscylacyjnym.

do wyznaczania współczynnika absorpcji promieniowania monochromatycznego; w tym celu umieszcza się ekrany absorpcyjne między komorą i jej szczeliną.

Stosując jedną z opisanych tu metod do analizy promieniowania, wychodzącego z ogniska antykatory, otrzymujemy widmo ciągłe, na które nakładają się prążki charakterystyczne dla metalu antykatory; prążki te zjawiają się tylko wtedy, gdy napięcie przyłożone do elektrod przekracza pewną wartość krytyczną. Badając współczynniki absorpcji stwierdzamy, że te promienie należą do seryj K i L ; promienie danej serii nie

są jednak jednorodne, lecz dają po kilka oddzielnych prążków, którym odpowiadają zbliżone do siebie wartości absorpcji. Niektóre prążki występują nie tylko w widmie pierwszego rzędu, lecz również drugiego i trzeciego, z coraz to mniejszym natężeniem. Na rys. 47 widzimy widmo emisyjne antykatory platynowej otrzymane metodą jonizacyjną, na tablicy zaś IV fig. 5 widmo emisyjne wolframu otrzymane na kliszy fotograficznej.



Rys. 47. Widmo dyfrakcyjne promieni X wysyłanych przez antykator platynowy. Odcięte: kąty dyfrakcji w stopniach (kryształ soli kuchennej). Prążki L platyny: pierwszy rząd A_1, B_1, C_1 ; drugi rząd A_2, B_2, C_2 .

Dla wyznaczania absolutnej wartości λ konieczna jest znajomość

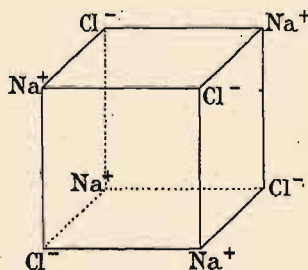
parametru a . W przypadku sieci sześcienniej a jest to długość krawędzi sześciangu elementarnego. Niech D oznacza gęstość kryształu, M —jego ciężar drobinowy, N —liczba Avogadro; objętość gramodrobiny wynosi wówczas M/D i zawiera N sześciangów elementarnych; objętość sześciangu elementarnego równa się zatem M/DN , długość zaś krawędzi $a = \sqrt[3]{M/DN}$. Rachunek jest nieco bardziej skomplikowany w przypadku sieci innego rodzaju.

Do spektrografii promieni X używa się często soli kuchennej krystalizującej się w układzie sześciennym. Badania dyfrakcji doprowadziły do wniosku, że w tych kryształach jony chloru i sodu są umieszczone na przemian w narożach sześciangu tworząc elementy dwóch przenikających się wzajemnie sieci z centrowanymi ścianami (rys. 48). Jeżeli zatem używamy ściany naturalnej (100), musimy liczyć po $1/2$ drobinę na sześcian elementarny i otrzymujemy

$$a = \sqrt[3]{M/2DN};$$

kładąc $D = 2,15$, $M = 58,5$, $N = 6,06 \cdot 10^{23}$, znajdujemy

$$a = 2,81,10 \text{ cm} = 2,81 \text{ Å}^1).$$



Rys. 48.

1) Jednostka Å , czyli angström, równa się 10^{-8} cm . Jednostka X równa się 10^{-11} cm .

Podobną budowę sieci, jak w soli kuchennej, spotykamy w niektórych innych solach tworzących kryształy sześciennie. Jest to sieć *jonowa*, tj. zbudowana z oddzielnych jonów; pojęcie drobiny, np. NaCl , nie posiada tu określonego znaczenia. Badanie kryształów polega na porównywaniu odległości głównych płaszczyzn sieciowych na podstawie dyfrakcji promieni X określonego typu oraz na wyliczaniu parametrów kryształu.

Zamiast metody obracanego kryształu można używać kilku innych metod. Blaszka z miki zgięta w ten sposób, że przylega wewnątrznie do ściany cylindra, daje ostre ugięte wiązki w przypadku wiązki rozbieżnej, padającej na niewielki wycinek zakrzywionej powierzchni. Widmo można badać bądź w promieniowaniu przechodzącym, bądź w promieniowaniu odbitym pod kątem zawartym w określonych granicach; obracanie kryształu nie jest w tym przypadku konieczne. W celu badania bardzo małych kryształów, używa się warstewki proszku krystalicznego, przez którą przechodzi cienka wiązka jednorodnych promieni; na kliszy prostopadłej do wiązki otrzymujemy wówczas szereg współśrodkowych pierścieni dookoła plamki stanowiącej ślad wiązki; każdy pierścień odpowiada dyfrakcji na wszystkich płaszczyznach homologicznych, równoległych do stycznych płaszczyzn stożka, którego oś jest zgodna z kierunkiem wiązki (metoda *Debye-Scherrera*).

Ciekłe kryształy, a nawet ciecze, dają również prawidłowe obrazy dyfrakcyjne. Dyfrakcja w cieczy ujawnia się w postaci pierścieni centrowanych dookoła wiązki pierwotnej; zjawisko to tłumaczymy pewną prawidłowością w rozmieszczeniu drobin bezpośrednio sąsiadujących ze sobą.

§ 27. Załamanie. Całkowite odbicie. Polaryzacja.

W poszukiwaniu dalszych analogij między promieniami X i światłem zdołano ujawnić ich załamanie w pryzmacie zrobionym z węgla, siarki, szkła lub metali. Otrzymane odchylenia świadczą o istnieniu współczynnika załamania nieco mniejszego od jedności; mamy

$$n = 1 - \delta,$$

gdzie δ jest to liczba rzędu wielkości $10^{-5} - 10^{-6}$, jeżeli λ jest zbliżone do 1 \AA . Stąd wynika, że wiązka pierwotna, przenikająca z powietrza lub próżni do gęstego ośrodka przez płaską powierzchnię graniczną i tworząca kąt φ z tą powierzchnią, załamuje się tylko w przypadku, gdy φ jest większe od φ_0 określonego wzorem

$$\cos \varphi_0 = n = 1 - \delta \text{ lub } \sin^2 \frac{\varphi_0}{2} = \delta/2,$$

jeżeli zaś $\varphi < \varphi_0$, zachodzi *odbicie całkowite*. Kąt φ_0 w różnych ośrodkach (szkło, metale) wynosi od $10'$ do $20'$ w przypadku $\lambda = 1 \text{ \AA}$ i wzrasta wraz z λ .

Zjawisko całkowitego odbicia pozwoliło otrzymać widmo dyfrakcji promieni X za pomocą zwykłej siatki optycznej, ustawionej prawie stycznie ($\varphi \ll \varphi_0$) do wiązki (tabl. IV fig. 3). Jeżeli promień ugięty tworzy kąt $\varphi + \omega$ z płaszczyzną siatki, znajdujemy, że maximum n spełnia warunek $a\omega(2\varphi + \omega) = 2n\lambda$, gdzie a jest to stała siatki. Ta metoda prowadzi do wyników zgodnych z wynikami dyfrakcji krystalicznej (Compton i Doan, Thibaud). Z istnienia refrakcji promieni X wynika, że wzór Bragga nie jest zupełnie dokładny, lecz wymaga uwzględnienia nieznacznej poprawki.

Okoliczność, że współczynnik załamania jest mniejszy od jedności znajduje wyjaśnienie w elektromagnetycznej teorii promieniowania wielkiej częstości.

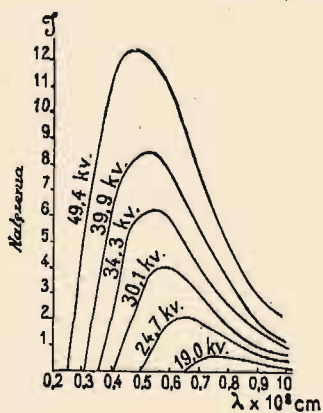
Zgodnie z tą teorią promienie X , rozproszone przez radiator R z lekkiej substancji w kierunku prostopadłym do wiązki pierwotnej, są spolaryzowane. W istocie, jak to wykazał Barkla, promienie wtórne rozproszone po raz wtóry przez radiator R' odgrywający rolę analizatora posiadają największe natężenie w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku RR' .

§ 28. Widma emisyjne i absorpcyjne. Jądro atomowe. Poziomy energii.

1. Widma emisyjne. Źródłem emisji promieni X może być bądź antykatoda bombardowana promieniami katodowymi, bądź jakiekolwiek ciało (radiator), na które pada wiązka pierwotna wytwarzająca promienie wtórne.

Promienie bardzo przenikliwe (*twarde*) mogą być obserwowane w powietrzu. Jeżeli rura jest przystosowana do wytwarzania promieni niezbyt przenikliwych, musi być zaopatrzona w dostatecznie przezroczyste okienka. Promienie mało przenikliwe (*miękkie*) powinny być wytwarzane i badane w próżni. We wszystkich przypadkach mamy do czynienia z emisją widma ciągłego oraz prążków pochodzących od składników promieniowania, wyróżniających się wielkim natężeniem.

W przypadku widma ciągłego wysyłanego przez antykatodę zbadano rozkład natężeń odpowiadających różnym długościom fali λ , w zależności od napięcia V (w kilowoltach) przyłożonego do rury (rys. 49).



Rys. 49.

Krzywe rozkładu charakteryzują się istnieniem dolnej granicy λ_0 , której wartość jest tym mniejsza, im V jest większe. Początkowa część krzywej przebiega bardzo stromo, natężenie wzrasta szybko, aż do pewnego maximum, po czym następuje znacznie powolniejszy spadek. Całkowita energia Q promieniowania wysyłanego w jednostce czasu wzrasta

wraz z napięciem V , z liczbą atomową Z metalu, z którego jest wyrobiona antykatoda, wreszcie z natężeniem i prądu płynącego w rurze, według wzoru $Q = CiZV^2$. Ponieważ dzielność prądu wynosi i/V , wydajność ρ jest określona wzorem $\rho = Q/iV = CZV$, gdzie C jest to współczynnik stały. Wydajność jest mała nawet wówczas, gdy napięcie jest bardzo wysokie (ρ jest zbliżone do 1% w przypadku antykatody z wolframu i $V = 100$ kV).

Teoria elektromagnetyczna tłumaczy powstawanie ciągłego widma emisją fal towarzyszącą nagłemu zahamowaniu promieni katodowych w substancji antykatody (§ 32). Natomiast w ramach tej teorii nie możemy zrozumieć istnienia dolnej granicy λ_0 długości fali; interpretację tego zjawiska daje teoria kwantów w postaci podstawowego prawa fotoelektrycznego, zgodnie z którym mamy

$$\lambda_0 = 12340/V,$$

gdzie λ jest wyrażone w angströmach, V w woltach. Wzór ten został sprawdzony doświadczalnie. Np. $\lambda_0 = 0,25$ Å, jeżeli $V = 49400$ woltów (rys. 52).

Prążki widmowe tworzą kilka seryj: K , L itd. Prawidłowości rządzące prążkami zostały odkryte przez *Moseleya*. Analogiczne prążki, obserwowane w emisji różnych pierwiastków, posiadają częstości¹⁾, których pierwiastek kwadratowy jest w przybliżeniu liniową funkcją liczby atomowej Z , tj. numeru porządkowego danego pierwiastka w układzie okresowym.

Opierając się na doświadczeniach, w których badano rozproszenie cząstek α i które doprowadziły do koncepcji jądra atomowego, naładowanego dodatnio i otoczonego układem elektronów kompensujących swym całkowitym ładunkiem ładunek jądra (§ 70), *Moseley* założył, że ładunek jądra równa się Ze , gdzie Z jest to liczba atomowa, e — ładunek elementarny.

Teoria atomu o dodatnim jądrze, rozwinięta przez *Bohra* na podstawie hipotezy kwantów (§ 34) pozwoliła zrozumieć analogie istniejące między widmami świetlnymi i widmami promieni X .

Częstość głównego prążka serii K zwanego K_{α_1} daje się przedstawić w zależności od Z przybliżonym wzorem

$$\nu = \frac{3}{4} \nu_0 (Z - 1)^2,$$

gdzie stała ν_0 , nosząca nazwę *częstości podstawowej*, równa się $3,3 \cdot 10^{15}$ sek⁻¹. Krzywa, której rzędne są to wartości $\sqrt{\nu}$, odcięte zaś wartości Z , nieznacznie tylko odchyła się od prostej zwanej *prostą Moseleya*. Szczegółowe badania innych prążków należących do szeregu pierwiastków

¹⁾ Pomiedzy częstością ν i długością fali λ w próżni istnieje związek $\lambda = c/\nu$, gdzie c jest to prędkość światła.

pokazały, że *linie Moseleya* nie tylko posiadają dostrzegalną krzywiznę, lecz ponadto ich nachylenie wyraźnie zmienia się w okolicy małych wartości Z .

Wykresy Moseleya są godne uwagi z tego powodu, że pozwalają klasyfikować pierwiastki w sposób zgodny z układem Mendelejewa, zbudowanym na podstawie analogii chemicznych (tabl. 3, Przypisy). Pierwiastki są ułożone według wzrastających ciężarów atomowych w wierszach poziomych, tworzących 8 kolumn pionowych numerowanych od 0 do VII, z których każda odpowiada największej dodatniej wartościowości chemicznej¹⁾ charakteryzującej dany pierwiastek. Dodatkowa kolumna VIII zawiera 3 grupy pierwiastków o zbliżonych własnościach, tzw. plejady, np. *Fe*, *Co* i *Ni*. Pierwiastki należące do tej samej kolumny mają analogiczne własności chemiczne i fizyczne²⁾. Własności te zmieniają się w sposób periodyczny, np. krzywa przedstawiająca objętość atomową (iloraz z ciężaru atomowego przez gęstość w stanie stałym) w zależności od ciężaru atomowego³⁾ posiada szereg maximów odpowiadających metalom alkalicznym. Na krzywej rozróżniamy wyraźnie 7 okresów *H-He*, *Li-Ne*, *Na-A*, *K-Kr*, *Rb-Xe*, *Cs-Rn*⁴⁾, po których następuje niekompletny okres ósmy. Dla ułożenia tablicy periodycznej okazało się rzeczą konieczną pozostawić kilka miejsc pustych, które w następstwie zostały zajęte przez pierwiastki odkryte później, np. rad i inne radiopierwiastki. Grupa ziem rzadkich zajmuje osobne miejsce i składa się z szeregu pierwiastków o zbliżonych własnościach następujących po sobie. W niektórych przypadkach zaszła konieczność odwrócenia kolejności ustalonej na podstawie wzrastających ciężarów atomowych, np. potas umieszczono za argonem, jod za telurem, nikiel za kobaltem. Metoda Moseleya potwierdziła słuszność tych zmian kolejności, gdyż do tych samych wniosków prowadzi szeregowanie pierwiastków według wzrastających częstości prążków *K*, ponadto analiza za pomocą promieni *X* wykazała, że ziemie rzadkie są to określone pierwiastki, których kolejne liczby atomowe wzrastają prawidłowo.

Metoda Moseleya pozwala posługiwać się dla celów analizy chemicznej *widmami wielkiej częstości*, których budowa jest prostsza niż widm optycznych. Oprócz seryj *K* i *L* znamy dzisiaj serie emisyjne *M*, *N* i *O*, *P*; przenikliwość promieni należących do seryj danego pierwiastka maleje w kolejności *K*, *L*, *M*, *N* itd. W każdej serii przenikliwość wzrasta wraz z liczbą atomową Z . Serie pojawiają się stopniowo, po przekroczeniu pewnej wartości Z ; tylko najcięższe pierwiastki posiadają wszystkie serie.

¹⁾ Wartościowością ujemną nazywamy dopełnienie wartościowości dodatniej do 8. Tak np. chlor posiada wartościowość dodatnią 7 w związku $Cl^{+}O^{-}$, natomiast jego zwykła wartościowość ujemna wynosi 1.

²⁾ Rozdzielenie kolumn na dwie gałęzie uwydatnia ściślej analogie istniejące w każdej gałęzi.

³⁾ Niektórzy autorowie odkładają na osi odciętych liczby atomowe zamiast ciężarów atomowych.

⁴⁾ *Rn* jest to symbol radonu, czyli emanacji radu.

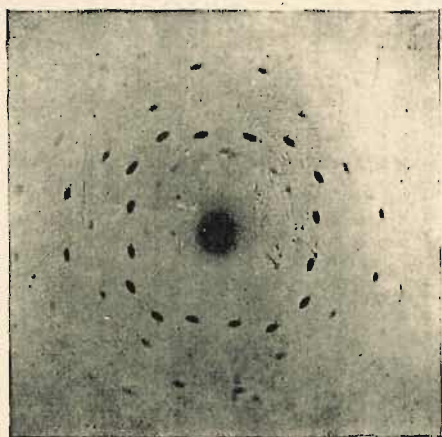


Fig. 1.

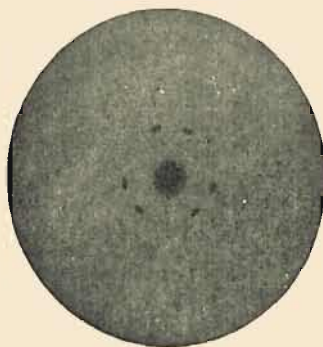


Fig. 2.

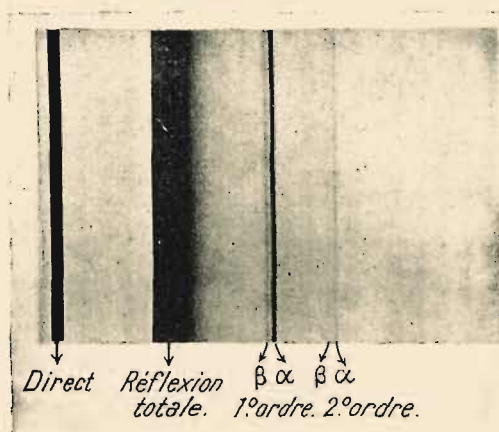


Fig. 3.

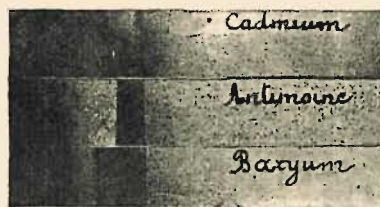


Fig. 4.

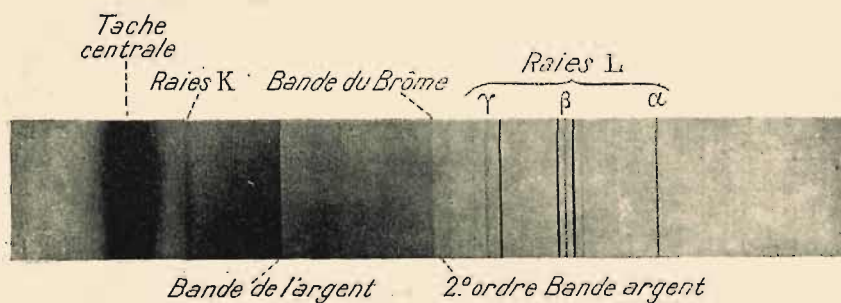


Fig. 5.

Fig. 1 i 2. Obrazy dyfrakcyjne *Lauego*. Wiązka równoległa do osi kryształu. Klisza prostopadła do osi:

1 — blenda, oś poczwórna.

2 — blenda, oś potrójna.

Fig. 3. Prążki *K* miedzi ($K - \alpha = 1,538 \text{ \AA}$). Siatka na szkłe, 200 rys na mm. (*J. Thibaud*).

Fig. 5. Widmo emisyjne wolframu (*M. de Broglie*).

Podajemy według *Siegbahna* wartości λ (w angströmach) niektórych prążków K i L wolframu

$K\alpha_2$	0,2135	$L\alpha_2$	1,4845
$K\alpha_1$	0,2088	$L\alpha_1$	1,4735
$K\beta$	0,1844	$L\beta_1$	1,2792
$K\gamma$	0,1794	$L\gamma_1$	1,0955

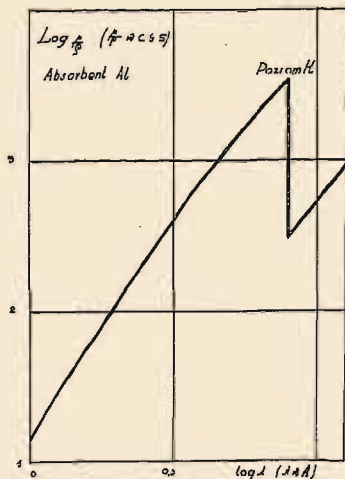
II. Widma absorpcyjne. Widma absorpcyjne otrzymujemy, ustawiając ekrany pochłaniające w poprzek wiązki dobrze zbadanego promieniowania ciągłego, np. promieniowania antykatody wolframowej (tabl. IV, fig. 5). Absorpcja uwidocznia się na widmach w postaci zmniejszonego natężenia w pasmach ostro zarysowanych od strony małych częstotliwości i zlewających się stopniowo z tłem po przeciwnej stronie. Na negatywie fotograficznym pasma są jaśniejsze od tła; wszelako pasma srebra i bromu są zawsze ciemne (pasma *odwrócone*), ponieważ te pierwiastki znajdują się w emulsji fotograficznej. W tym przeto przypadku absorpcja sprzyja wzmocnieniu widma, nie zaś osłabieniu. Każdy pierwiastek posiada, między innymi, pasmo absorpcyjne serii K . Granica tego pasma odpowiada najmniejszej częstotliwości ν_k jaką muszą posiadać pierwotne promienie X , aby były zdolne do wzbudzenia serii K w radiatorze utworzonym z danego pierwiastka; ta częstota jest niemal dokładnie równa częstotliwości prążka $K\gamma$, a zatem największej częstotliwości należącej do serii K . Wszystkie prążki serii K pojawiają się w emisji jednocześnie, z chwilą gdy częstota promieniowania pobudzającego osiąga lub przekracza ν_k . Istnieją sposoby dokładnego wyznaczania częstotliwości ν_k ; krzywa przedstawiająca $\sqrt{\nu_k}$ jako funkcję Z jest zbliżona do prostej (rys. 53). Na tablicy IV fig. 7 są reprodukowane zdjęcia pasm K niektórych pierwiastków.

Do serii L należą trzy pasma L_1, L_2, L_3 , których granice absorpcyjne dają również linie w przybliżeniu proste w wykresie $\sqrt{\nu} = f(Z)$ (rys. 53). Pozostałe pasma należą do seryj M, N itd.

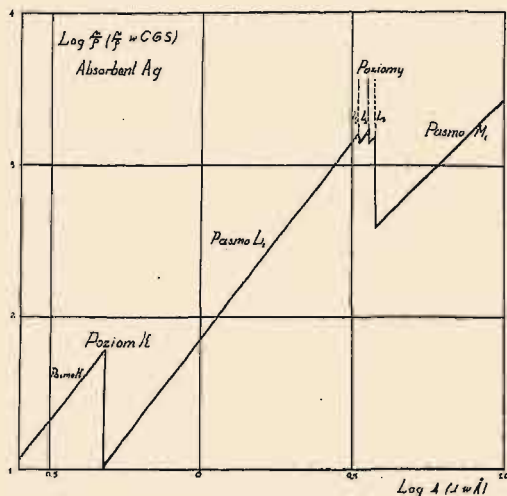
Do częstotliwości prążków emisyjnych można zastosować podstawowe *prawo kombinacji*, głoszące, że *każda częstota jest to różnica dwóch granic absorpcyjnych*. Podobnie w widmach optycznych częstota każdego prążka daje się wyrazić jako różnica dwóch wyrazów zwanych *wyrazami seryj*. Zgodnie z teorią *Bohra* granicznym częstotściom absorpcji odpowiadają *poziomy energetyczne* atomu; mianowicie energia poziomu równa się iloczynowi ze stałej uniwersalnej h przez częstota krytyczną. Poziomy następują po sobie według malejącej energii, w kolejności K, L, M itd. Zamiast kliszy fotograficznej można zastosować do badania absorpcji komorę jonizacyjną, przed którą ustawia się ekrany pochłaniające. To urządzenie pozwala wyznaczyć dla danej substancji współczynnik absorpcji promieniowania monochromatycznego, którego długość fali wynosi λ .

Współczynnik masowy τ/ρ wzrasta wraz z λ , mianowicie w ten sposób, że $\log(\tau/\rho)$ jest funkcją liniową $\log \lambda$. Jeżeli λ osiąga wartość od-

powiadającą absorpcyjnemu poziomowi danego pierwiastka, wówczas w przebiegu absorpcji dostrzegamy *nieciągłość*, mianowicie absorpcja wzrasta nagle, gdy λ zmniejszając się przechodzi przez punkt nieciągłości; w dalszym ciągu absorpcja przebiega znowu w sposób prawi-



Rys. 50a.



Rys. 50b.

dłowy, przedstawiony na wykresie (rys. 50a, b) prostą równoległą do poprzedniej. Ten wzrost absorpcji biorący początek przy określonej częstotliwości tłumaczymy pochłanianiem energii zużytej na wzbudzenie nowej serii emisyjnej.

W przedziale ciągłości zmian absorpcji współczynnik absorpcji rzeczywistej jest proporcjonalny do λ^3 i do Z^3 (Z liczba atomowa pierwiastka pochłaniającego). Prawo absorpcji ma postać

$$\tau/\rho = B Z^3 \lambda^3,$$

gdzie B jest to stała, której wartość wzrasta nagle przy przejściu przez jeden z poziomów w kierunku zmniejszającej się długości fali λ . Tę zmianę nazywamy *skokiem absorpcji*.

Współczynnik rozproszenia σ/ρ zmienia się nieznacznie w zależności od Z i od λ . Ponadto σ jest znacznie mniejsze od τ , jeżeli λ i Z nie są zbyt małe. Ta okoliczność umożliwia wyznaczenie τ/ρ w określonym przedziale wartości λ drogą badania absorpcji całkowitej μ/ρ oraz na podstawie wzoru $\mu/\rho = C\lambda^3 + K$. Prosta przedstawiająca zależność μ/ρ od λ przecina oś rzędnych w punkcie, którego rzędna równa się K , tj. σ/ρ , natomiast nachylenie prostej daje stałą C . W przypadku różnych ciał pochłaniających otrzymujemy szereg prostych, których rzędne początkowe K są w przybliżeniu jednakowe, nachylenie zaś wzrasta szybko wraz z Z . Kładąc $C = BZ^3$ otrzymujemy wartość B . Jeżeli τ/ρ jest to współczynnik absorpcji pasma K , mamy w przybliżeniu $\tau/\rho = 0,006 Z^3 \lambda^3$ (λ wyrażone w angströmach).

Istnieje również wzór służący do obliczania współczynnika absorpcji na gramoatom $\tau A/\rho$ lub na jeden atom $\tau A/N\rho$ (A ciężar atomowy, N —liczba Avogadro). Według *Bragga* i *Pierce'a*

$$\tau/\rho = aZ^3\lambda^3, \quad \tau A/N\rho = a'Z^4\lambda^3.$$

Wzór ten jest zgodny z wzorem na τ/ρ , podanym poprzednio, ponieważ stosunek A/Z jest w przybliżeniu stały.

Podajemy jako przykład wyrażenia na μ/ρ pasma K w glinie i miedzi (λ w \AA)¹⁾.

$$\begin{array}{ll} \text{Glin} & \mu/\rho = 14,4\lambda^3 + \sigma/\rho, \\ \text{Miedź} & \mu/\rho = 150,0\lambda^3 + \sigma/\rho, \end{array}$$

gdzie σ/ρ jest zbliżone do 0,2 w przypadku najczęściej używanych długości fali. Zgodnie z teorią rozproszenia podaną przez *Comptona* (§ 30) ta wartość σ/ρ stosowałaby się dokładnie do promieni, których $\lambda = 1 \text{\AA}$, natomiast w przypadku $\lambda_0 = 0,1 \text{\AA}$ mielibyśmy $\sigma/\rho = 0,13$, w przypadku $\lambda = 0,01 \text{\AA}$, $\sigma/\rho = 0,05$.

Widzimy, że rozproszenie jest znikomo małe wobec absorpcji, jeżeli $\lambda = 1 \text{\AA}$; stosunek odwrotny zachodzi, gdy $\lambda = 0,01 \text{\AA}$. W przypadku glinu promienie, których $\lambda = 0,1 \text{\AA}$, są już stosunkowo bardzo silnie rozpraszane, w miedzi stosunek rozpraszania do absorpcji jest jeszcze mały.

Wyznaczanie nieciągłości absorpcji znajduje zastosowanie w analizie chemicznej, podobnie jak spektrografia promieni X . Metoda ta została użyta dla sprawdzenia mas atomowych niektórych pierwiastków w przypadkach, gdy istniały wątpliwości co do wzoru chemicznego badanych związków (beryl, ind).

§ 29. Prawo fotoelektryczne Einsteina. Widma korpuskularne. Przejście od światła do promieni X . Poziomy.

Einstein podał prawo kwantowe rządzące wymianą energii między promieniowaniem elektromagnetycznym i promieniowaniem korpuskularnym. W tych zjawiskach traktujemy promieniowanie elektromagnetyczne nie jako fale, lecz jako rozchodzące się w przestrzeni z prędkością światła porcje energii, które otrzymały nazwę *kwantów* energii lub *fotonów*. Promieniowaniu o częstości ν odpowiada foton, którego energia wynosi $h\nu$, pęd zaś $h\nu/c$, gdzie h jest to stała powszechna zwana *stałą Plancka*.

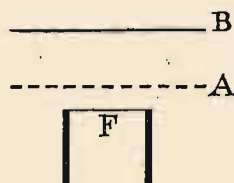
Jeżeli elektron należący do wiązki katodowej i posiadający energię $W = eV$ (e — ładunek, V potencjał emisyjny) zostaje zahamowany w substancji antykatody, wówczas powstaje kwant promieniowania $h\nu$. Zgodnie z prawem Einsteina kwant $h\nu$ równa się co najwyżej W , mamy zatem $h\nu = eV$. Znak równości stosuje się do granicznej częstości widma ciągłego: odpowiadająca tej częstości długość fali równa się $\lambda = hc/eV$.

¹⁾ Niektórzy badacze podają wartość wykładnika a w Z^a różną od 3.

Przyjmując $h = 6,55 \cdot 10^{-27}$ C. G. S., $c = 4.77 \cdot 10^{10}$ j.es., $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/sek znajdujemy, wyrażając V w woltach, λ w angströmach

$$\nu = 2,43 \cdot 10^{14} V, \quad \lambda = 12340/V.$$

To samo prawo stosuje się również do świetlnego widma prążkowego dawanego przez atomy doznające zderzeń z elektronami, których energia równa się eV . Tak np. w parze rtęci emisja prążka 2537 \AA zaczyna się od $V = 4,9$ woltów, chociaż atomy nie są jeszcze zjonizowane; prążek 1849 \AA pojawia się, gdy V przekracza $6,7$ woltów, wreszcie gdy V jest większe od $10,4$ woltów, następuje jonizacja atomów oraz emisja wszystkich prążków tej samej serii. Mamy zatem *potencjały rezonansowe* (promieniowanie bez jonizacji) oraz *potencjał jonizacyjny* $10,4$ woltów; wszystkie te potencjały są związane prawem Einsteina z odpowiadającymi im częstościami promieniowania.



Rys. 51. Elektrony wychodzące z włókna F i otrzymujące przyspieszenie pomiędzy tym włóknem i siatką A przenikają do przestrzeni zawartej pomiędzy siatką i elektrodą B ; pole przeciwnego znaku pomiędzy A i B nie dopuszcza elektronów do B ; natomiast jony dodatnie powstające w gazie, gdy potencjał jonizacyjny został przekroczony, osiągają B i powodują wzrost prądu. Powiększenie prądu następuje również po osiągnięciu potencjału rezonansowego, co wynika stąd, że promieniowanie wytworzone w gazie wyzwała z płytki B fotoelektrony.

Prawo Einsteina stanowi podstawę metod używanych często do wyznaczania rezonansowych i jonizacyjnych potencjałów gazów i par. W jednej z tych metod elektrony przyspieszane za pomocą stosownego napięcia wytwarzają w gazie prąd, którego natężenie mierzymy w zależności od różnicy potencjału (rys. 51). Otrzymujemy krzywe wykazujące nagły wzrost prądu w punktach odpowiadających pewnej krytycznej wartości potencjału: jest to wartość potencjału jonizacyjnego. Atom lub drobina mogą posiadać kilka potencjałów jonizacyjnych odpowiadających utracie jednego lub kilku elektronów; jonizacji drobiny może towarzyszyć dysocjacja.

Prawo Einsteina stosuje się również do spowodowanej przez promieniowanie emisji elektronów z materii. Gdy foton ulega pochłonięciu w atomie, z którego wybiega fotoelektron (§ 24), energia fotonu zamienia się na energię wewnętrzną ω atomu oraz energię kinetyczną ω_i elektronu według wzoru

$$h\nu = \omega + \omega_i, \text{ gdzie } \omega = mc^2 [1/\sqrt{1 - \beta^2} - 1]$$

(β stosunek prędkości elektronu do prędkości światła, m — masa spoczynkowa, e — ładunek elektronu). Wyraz ω_i nazywamy niekiedy *pracą oderwania* elektronu; obserwowane wartości ω_i tworzą zbiór nieciągły, odpowiadający różnym *poziomom energetycznym* elektronu w atomie. Zgodnie z teorią Bohra, poziomy są związane z określonymi stanami elektronu, np. z orbitami, po których elektron krąży dookoła jądra atomowego (§ 34).

W przypadku fotoelektronów małej prędkości wychodzących z metali, np. z cynku, pod działaniem światła, wzór Einsteina został sprawdzony przez *Millikana*, który mierzył w zależności od ν potencjał V , potrzebny do tego, aby elektrony nie mogły opuścić metalu. W dziedzinie wielkich częstości sprawdzenie wzoru wymaga obliczenia energii kinetycznej fotoelektronów na podstawie ich odchylenia w polu magnetycznym; różnica $h\nu - \omega$ odpowiada jednemu z poziomów atomowych. Ta sama metoda pozwala wyznaczyć częstość ν , jeżeli wartości energii poziomów są znane.

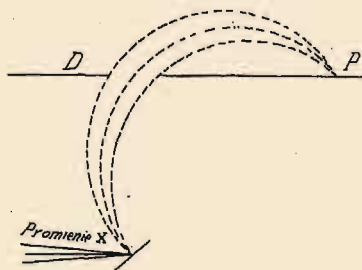
Promieniowanie danej długości fali może spowodować emisję elektronów pochodzących z różnych poziomów, a zatem uzyskujących różne prędkości. W polu magnetycznym powstaje wówczas *widmo korpuskularne*. Rys. 52 przedstawia schemat aparatury służącej do badania tych widm (*M. de Broglie*). Na tabl. V widzimy tory fotoelektronów uwidocznione za pomocą metody Wilsona (§ 11).

Dziedzina pośrednia między światłem i promieniowaniem X. Zmniejszając stopniowo potencjał przyspieszający elektrony otrzymujemy, w następstwie zderzeń między tymi elektronami i materią, promienie X, których częstość zmniejsza się i zbliża się do częstości zwykłego światła. Trudność tych doświadczeń wynika stąd, że promienie należące do dziedziny pośredniej pomiędzy promieniami X i nadfioletowymi są nadzwyczaj silnie pochłaniane przez materię wszelkiego rodzaju, nawet przez gazy. Ta dziedzina pośrednia (od 10 \AA do 160 \AA)

była najpierw badana metodą jonizacyjną (*F. Holweck*); dzięki użyciu siatek dyfrakcyjnych ustawionych prawie stycznie do promieni zdołano zmierzyć ich długość fali (*J. Thibaud*).

Prawo absorpcji promieni X stosuje się również do promieni pośrednich; współczynnik absorpcji w gazach lub w celuloidzie pozostaje proporcjonalny do λ^3 aż do $\lambda = 100 \text{ \AA}$ (*F. Holweck*). Absorpcja przechodzi przez *maximum* w okolicy $\lambda = 300 \text{ \AA}$ ($V = 40$ woltów) i następnie zmniejsza się szybko, gdy λ wzrasta w dalszym ciągu. Zarazem zmienia się charakter absorpcji: nie jest to już własność atomowa, lecz cecha selektywna zależna od budowy drobinowej. Okolica *maximum* absorpcji może być zatem uważana za granicę oddzielającą promienie X od zwykłego światła.

W przedziale wielkich częstości po promieniach X następują promienie γ radiopierwiastków, luka między tymi dwiema dziedzinami została



Rys. 52. R — radiator, na który pada wiązka wzbudzających promieni X; D — diafragma ograniczająca tory fotoelektronów; P — klisza fotograficzna, na którą padają fotoelektrony po opisanii półkola o promieniu ρ w polu magnetycznym H , prostopadłym do płaszczyzny rysunku; doświadczenie jest wykonane w próżni.

również wypełniona; całe zatem widmo promieniowania elektromagnetycznego od światła do promieni γ może być traktowane jako jedna całość.

Częstości prążków i poziomy. Istnieje godna uwagi analogia między seriami prążków promieniowania X i seriami optycznymi. Najdawniej znana z tych ostatnich jest to seria wodoru zwana serią *Balmera*, której częstości wyrażają się wzorem

$$\nu = \nu_0 (1/4 - 1/n^2),$$

gdzie ν_0 jest to omawiana poprzednio (§ 28) częstość podstawowa, n — jedna z liczb naturalnych 3, 4, 5 itd. Do innych seryj stosują się wzory podobne, nieco bardziej skomplikowane, mające postać następującą

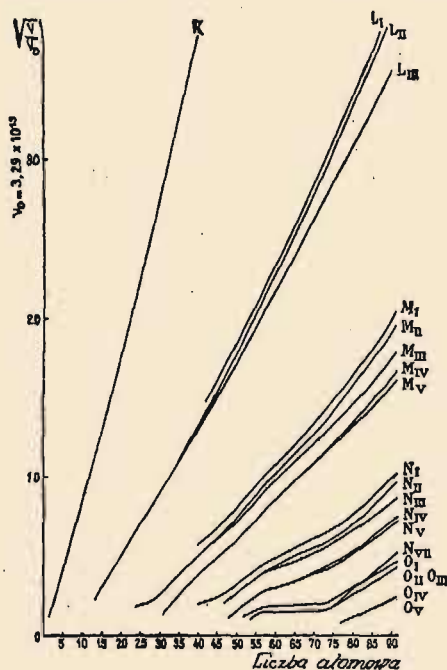
$$\nu = \nu_0 [1/(n + \alpha)^2 - 1/(n' + \alpha')^2] \text{ (Rydberg),}$$

gdzie n i n' są to liczby całkowite, α i α' — stałe mające różne wartości w przypadku różnych seryj. Każda seria charakteryzuje się określoną wartością n ; n' zaś przybiera wartości kolejnych liczb całkowitych. Częstość każdego prążka jest zatem równa różnicy dwóch wyrazów zwanych *wyrazami seryj*. Jeżeli zamiast ν i ν_0 napiszemy proporcjonalne do nich wielkości $1/\lambda$ i $1/\lambda_0$, wówczas $1/\lambda_0$ jest to *stała Rydberga*,

$R = 109675 \text{ cm}^{-1}$. Ponieważ mamy $\lambda \nu_0 = c = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm/sek}$, przeto $\nu_0 = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ sek}^{-1}$.

W podobny sposób częstości prążków emisyjnych promieni X możemy wyrazić jako różnice częstości poziomów, odgrywających rolę analogiczną do wyrazów seryj w optyce. Każdej z tych częstości odpowiada energia poziomu, wyrażana zazwyczaj w elektronowoltach, zgodnie z wzorem Einsteina $h\nu = eV$.

Na rys. 53¹⁾ są przedstawione znane obecnie poziomy różnych pierwiastków w zależności od liczby atomowej Z , zgrupowane w kolejności malejącej energii. Są to: jeden poziom K , 3 poziomy L (L_I , L_{II} , L_{III}), 5 poziomów M (M_I , M_{II} itd.), 7 poziomów N , 5 poziomów O i 3 poziomy P . Na wykresie Moseleya mamy szereg krzywych, których od-



Rys. 53.

¹⁾ Według Bohra i Costera.

cięte są to liczby atomowe, rzędne zaś — liczby proporcjonalne do $\sqrt{\nu}$; krzywe te przebiegają prawie prostolinijnie na dosyć znacznej długości i zmieniają kierunek w okolicy małych wartości Z .

Wykres powyższy daje zupełną znajomość widma emisyjnego. Wistocie każdy prążek powstaje wskutek przejścia elektronu z pewnego poziomu początkowego na poziom końcowy. Do serii K należą wszystkie prążki, których poziom końcowy jest to poziom K , poziomy zaś początkowe należą do pozostałych typów; podobnie serie L_1 , L_2 , L_3 mają końcowe poziomy tej samej nazwy, oraz poziomy początkowe należące do typów następnych. W seriach optycznych elektron przechodzi na jakiś poziom końcowy, którego energia jest mała, natomiast warunkiem powstawania promieni X jest wzbudzenie poziomu wielkiej energii, mianowicie tym większej, im większa jest częstość prążka, który chcemy otrzymać. Jak widać na wykresie, pierwiastki z małym Z posiadają tylko poziomy małej energii, te pierwiastki mogą zatem dawać tylko serie optyczne oraz «miękkie» promienie X . W miarę jak wzrasta liczba atomowa, wzrasta również energia poziomów każdego typu, wskutek czego staje się możliwe otrzymywanie coraz twardszych promieni X .

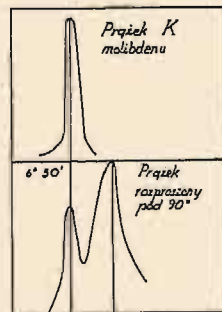
§ 30. Teoria rozproszenia według Comptona.

Podobnie jak w optyce, dyfrakcja, załamanie, odbicie i polaryzacja są to różne postaci oddziaływania materii na promienie X , których częstość nie ulega przy tym zmianie.

A. H. Compton wykazał, że oprócz tego oddziaływania znajdującego wyjaśnienie w teorii elektromagnetycznej, istnieje również rozproszenie, któremu towarzyszy zmiana częstości. Doświadczenie polega na tym, że spośród promieni X ugiętych przez kryształ wydzielamy wiązkę monochromatyczną i na jej drodze ustawiamy radiator o małym ciężarze atomowym, np. płytkę z grafitu lub parafiny; promienie rozproszone przez ten radiator w kierunku tworzącym kąt θ z wiązką pierwotną są z kolei analizowane za pomocą spektrografu z obracającym się kryształem: widmo (rys. 54) składa się z prążka posiadającego pierwotną długość fali λ_0 oraz z prążka przesuniętego, którego długość fali λ wyraża się wzorem:

$$\lambda = \lambda_0 + 0,0483 \sin^2 \theta/2 \quad (\lambda \text{ w jednostkach } \text{\AA}).$$

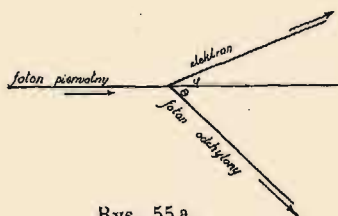
W celu wyjaśnienia tego zjawiska Compton wysunął teorię opartą na koncepcji fotonów, mianowicie założył, że mogą istnieć zderzenia pomiędzy fotonami i swobodnymi (tj. słabo związanymi) elektronami. W takim zderzeniu elektron zdobywa pewną prędkość, natomiast foton ulega odchyleniu; zarazem zmniejsza się jego częstość. Niech będzie ν_0 częstość pierwotna, θ i φ kąty jakie kierunek odchylenia fotonu oraz elek-



Rys. 54.

tronu tworzą z kierunkiem pierwotnego fotonu, ν_θ częstość fotonu odchylonego (rys. 55a). Przed zderzeniem elektron pozostawał w spoczynku i posiadał masę m_0 , po zderzeniu zaś jego prędkość jest równa $\nu = \beta c$, masa $m = m_0 / \sqrt{1 - \beta^2}$, pęd $m\nu = m_0 \beta c / \sqrt{1 - \beta^2}$ i energia

$W = m_0 c^2 [1/\sqrt{1 - \beta^2} - 1]$. Zastosowanie zasady zachowania energii i pędu prowadzi do następujących równań



Rys. 55 a.

$$h\nu_0 = h\nu_\theta + m_0 c^2 (1/\sqrt{1 - \beta^2} - 1)$$

$$h\nu_0/c = h\nu_\theta \cos \theta/c + m_0 \beta c \cos \varphi / \sqrt{1 - \beta^2}$$

$$0 = h\nu_\theta \sin \theta/c - m_0 \beta c \sin \varphi / \sqrt{1 - \beta^2}$$

stąd otrzymujemy wartości zmienionej częstości ν_θ , zmienionej długości fali λ_θ , energii elektronu W , jego prędkości ν oraz kąta φ , jako funkcji ν_0 i θ .

$$\nu_\theta = \nu_0 / [1 + 2 \lambda \sin^2 (\theta/2)]; \quad W/h\nu_0 = 2\alpha / [1 + 2\alpha + (1 + \alpha)^2 \tan^2 \varphi].$$

$$\tan \varphi = \cot g (\theta/2) / (1 + \alpha); \quad \lambda_\theta = \lambda_0 + 2\alpha \lambda_0 \sin^2 \theta/2,$$

gdzie

$$\alpha = h\nu_0 / m_0 c^2 = h / m_0 c \lambda_0.$$

Ponieważ kąt θ może zmieniać się w granicach od 0 do π , przeto kąt φ zmienia się od $\pi/2$ do 0; kierunek prędkości elektronu tworzy zawsze ostry kąt z pierwotnym kierunkiem fotonu. Ułamek energii pobranej przez elektron jest mały, jeżeli α (a zatem i ν_0) jest mały; w tym przypadku rozproszenie zmienia tylko nieznacznie długość fali. Gdy ν_0 rośnie, α wzrasta również, zmiana długości fali jest jednak zawsze równa zero w przypadku $\theta = 0$, tj. gdy foton nie zmienia kierunku wskutek zderzenia. Zmiana długości fali wzrasta wraz z θ i osiąga największą wartość $2\alpha \lambda_0$ w przypadku, gdy $\theta = \pi$, tj. gdy foton jest odchylony w kierunku wstecznym, elektron zaś zdobywa prędkość w pierwotnym kierunku fotonu. Ta największa wartość równa się $2h/mc = 0,0483 \text{ \AA}$ (w jednostkach \AA ; $h = 6,55 \cdot 10^{-27}$, $m_0 = 9,04 \cdot 10^{-28}$, $c = 3 \cdot 10^{10}$), energia elektronu W jest wówczas również największa; jest dana jako $W/h\nu_0 = 2\alpha / (1 + 2\alpha)$; ten ułamek wzrasta wraz z α i dąży do 1. Przemiana energii fotonu w energię kinetyczną nie jest zatem nigdy zupełna, lecz jest tym bardziej wydajna, im częstość pierwotna jest większa; nawet w przypadku wielkiego ν_0 tylko niektóre zderzenia są bardzo skuteczne, natomiast W jest zawsze małe w zderzeniach charakteryzujących się parametrami zbliżonymi do $\theta = 0$, $\varphi = \pi/2$.

Parametr α jest równy jedności dla $\lambda_0 = 0,6242 \text{ \AA}$; długość fali tego rzędu wielkości posiadają promienie γ (energia 511 ekw.). Rys. 55 b przedstawia podział energii między fotonem odchylonym i elektronem w przypadku $\alpha = 1$, w zależności od kątów θ i φ .

Rozkład przestrzenny fotonów stosuje się do prawa o charakterze statycznym. Niechaj względna liczba fotonów, odchylonych wskutek zderzeń z elektronami zawartymi w pewnym elemencie objętości o kąt

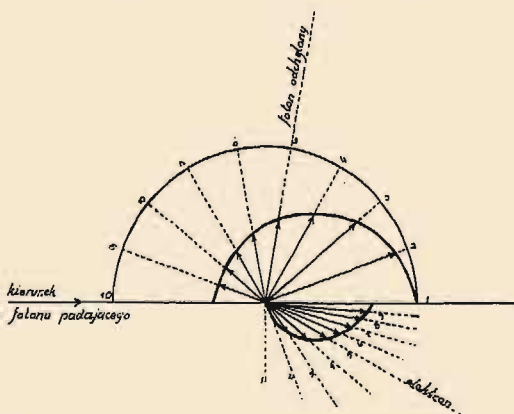
zawarty w przedziale $\theta, \theta + d\theta$, wynosi $f(\alpha, \theta) d\theta$. Jeżeli $q = nh\nu$ jest to energia przechodząca w jednostce czasu przez przekrój wiązki pierwotnej, energia fotonów rozproszonych wynosi $q_\theta = nh \int_0^\pi \nu_\theta f(\alpha, \theta) d\theta$. Znamość funkcji $f(\alpha, \theta)$ pozwala obliczyć współczynnik rozproszenia, równy współczynnikowi σ_0 Thomsona w granicznym przypadku $\alpha = 0$. Ogólnie biorąc σ składa się z dwóch wyrazów σ_s i σ_a , z których pierwszy wyraża stratę energii wskutek emisji rozproszonych fotonów, drugi stratę energii wskutek emisji elektronów w zderzeniach. Według Comptona mamy

$$\sigma/\sigma_0 = 1/(1 + 2\alpha), \quad \sigma_s/\sigma_0 = 1 + \alpha/(1 + 2\alpha)^2$$

$$\sigma_a/\sigma_0 = \alpha/(1 + 2\alpha)^2.$$

Widzimy, że σ zmniejsza się, gdy α wzrasta, tj. gdy λ maleje; jest to zgodne z doświadczeniem¹⁾. Współczynnik σ odniesiony do jednego elektronu i odpowiadający danej wartości λ byłby niezależny od natury ciała rozpraszającego, gdyby wszystkie elektrony zawarte w rozpraszających atomach mogły być uważane za swobodne. Ten warunek jest w przybliżeniu spełniony w przypadku atomów pierwiastków lekkich oraz promieni γ lub promieni X umiarkowanej twardości. Natomiast w atomach ciężkich, zawierających elektrony silnie związane, efekt rozproszenia obliczony na jeden elektron może być uważany za stały tylko w przypadku fotonów bardzo wielkiej energii (promienie γ).

Teoria Comptona pozwala obliczyć rozkład rozproszonego promieniowania dookoła cienkiej wiązki, pierwotnej przechodzącej przez ekran rozpraszający. W miarę jak α rośnie, rozkład staje się coraz bardziej dysymetryczny; ta dysymetria stanowi charakterystyczną cechę promieni γ (§ 89). Klein i Nishina zastosowali metody mechaniki kwantowej do obliczenia współczynnika rozproszenia $\sigma = \sigma_s + \sigma_a$. Wzory otrzymane przez tych autorów



Rys. 55b. Promień koła wyobraża energię fotonu padającego. Długości strzałek oznaczają energię fotonu odchylonego i związanego z nim elektronu Comptona w przypadku $\alpha = 1$. Suma długości strzałek jest, równa promieniowi koła.

¹⁾ Współczynnik σ_s jest również malejącą funkcją α , jego największa wartość wynosi σ_0 , podobnie jak współczynnika σ . Współczynnik σ_a równy 0, gdy $\alpha = 0$, przechodzi przez maximum dla $\alpha = 0,5$ i dąży następnie do 0 razem z σ_s i σ_a , gdy α rośnie w dalszym ciągu.

są bardziej skomplikowane od wzorów *Comptona* i dają lepszą zgodność z doświadczeniem, zwłaszcza w przypadku promieni γ (§ 89).

Za pomocą metody Wilsona zdołano zaobserwować tory elektronów posiadających prędkość nabytą w zderzeniu z fotonem. Wiązka monochromatycznych promieni pierwotnych, których długość fali λ jest znana, przenika do komory rozprężeń. W chwili następującej po rozprężeniu pojawiają się wzdłuż wiązki krótkie tory, niewątpliwie należące do stosunkowo powolnych elektronów wyrzucanych w zderzeniach. Na podstawie długości zasięgów można obliczyć energię tych elektronów, oraz wyznaczyć kąt, jaki ich prędkość początkowa tworzy z wiązką pierwotną (tabl. IV, fig. 1). Zaobserwowano również prędkie elektrony wyrzucone w zjawisku rozproszenia promieni γ (§ 93).

§ 31. Dawkowanie promieni *X*. Jednostka natężenia. Skuteczna długość fali.

Dawkowanie promieni *X* posiada wielkie znaczenie ze względu na lecznicze zastosowanie tych promieni. Trudność tego zagadnienia wynika z konieczności dokładnego porównywania pomiarów wykonanych w różnych warunkach. Prąd wytworzony przez promienie *X* przenikające do komory jonizacyjnej jest zależny od stopnia zużytkowania w gazie fotoelektronów i elektronów *Comptona*, wyrzuconych działaniem promieni *X* zarówno z atomów gazu, jak i ze ścianek. Jonizacja jest zatem sumą dwóch składników, które można by nazwać *efektem gazu* oraz *efektem ścianek*; stosunek tych składników jest zależny od kształtu komory i od ciśnienia znajdującego się w niej gazu.

Na Kongresie Radiologii w Sztokholmie w r. 1928 ustalono dla pomiarów promieni *X* międzynarodową jednostkę, czyli *rentgen*, którą oznaczono literą *r*: «jest to ilość promieni *X* wytwarzająca w 1 cm³ powietrza w temperaturze 0° i pod ciśnieniem 76 cm słupa rtęci przewodnictwo, które daje w pomiarach prądu nasycenia jedną jednostkę elektrostatyczną ładunku, jeżeli elektrony wtórne są całkowicie zużytkowane i jeżeli efekt ścianek komory jest usunięty».

Oprócz natężenia jest na ogół rzeczą konieczną scharakteryzować przynajmniej w przybliżeniu rodzaj niejednorodnego promieniowania, dostarczonego przez aparat i przefiltrowanego przez stosowne ekrany. Metoda badania absorpcji pozwala określić tzw. skuteczną długość fali: jest to długość fali λ promieniowania jednorodnego, które w pewnych dowolnie wybranych warunkach byłoby pochłaniane w tym samym stopniu co badana niejednorodna wiązka. Wobec tego, że zjawiska absorpcji są skomplikowane, skuteczna długość fali nie posiada fizycznego znaczenia dającego się zdefiniować w sposób prosty. Toteż należy posługiwać się oględnie tą wielkością, w celu uniknięcia błędnej interpretacji obserwowanych faktów.