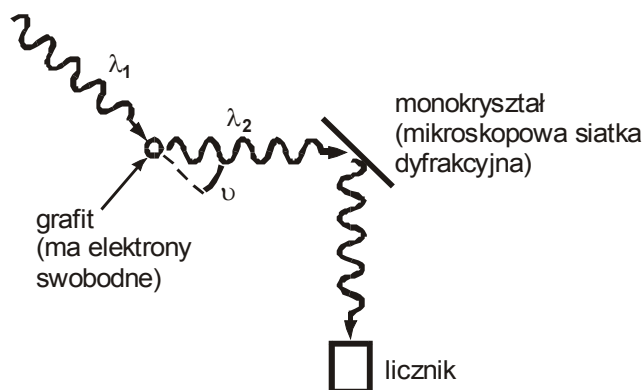
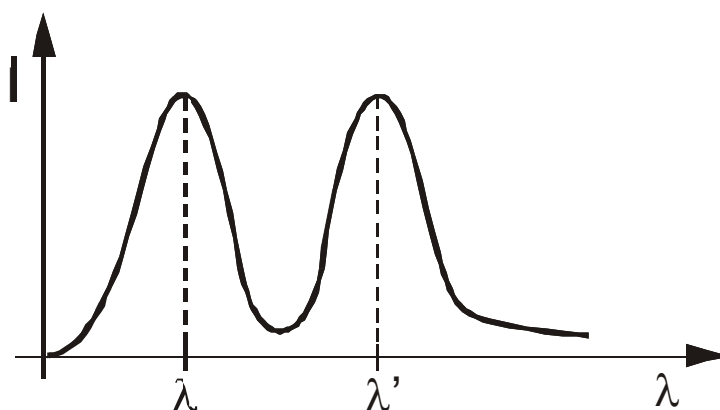


IV Zjawisko Comptona.

W 1923 roku A.H. Compton odkrył zjawisko rozpraszania promieni rentgenowskich na cząstkach naładowanych (nagroda Nobla 1927 r).



W swoich doświadczeniach Compton stosował wiązkę promieniowania rentgenowskiego o ściśle określonej długości fali λ_1 i kierował ją na grafitową tarczę. Dla różnych kątów rozproszenia mierzył on natężenie rozproszonego promieniowania rentgenowskiego w funkcji długości fali.



Rys. Natężenie wiązki rozproszonej pod kątem θ w zależności od długości fali ($\lambda = \lambda_1$, $\lambda' = \lambda_2$).

Łatwo zauważyć, że chociaż wiązka padająca zawiera w zasadzie jedną długość fali λ_1 , rozkład natężenia rozproszonego promieniowania rentgenowskiego ma maksima dla dwu długości fali. Jedna długość fali równa jest długości fali padającej, druga λ_2 jest od niej większa o wielkość $\Delta\lambda$. **To tak zwane przesunięcie komptonowskie $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ zmienia się wraz z kątem, pod którym obserwujemy rozproszone promieniowanie rentgenowskie.**

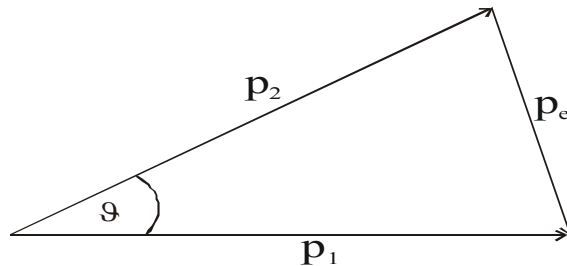
Pojawienia się promieniowania rozproszonego o długości fali λ_2 nie można wytłumaczyć, jeśli padające promieniowanie traktuje się jako klasyczną falę elektromagnetyczną.

Compton postulował, że padająca wiązka promieniowania rentgenowskiego nie jest falą o częstotliwości ν , lecz strumieniem fotonów, z których każdy ma energię $E = h\nu$. Fotony te zderzają się ze swobodnymi elektronami tarczy, podobnie jak zderzają się ze sobą kule bilardowe. Ponieważ padające fotony podczas zderzeń przekazują część swojej energii

elektronom, więc rozproszony foton musi mieć energię E_2 mniejszą od E_1 , a zatem i niższą częstotliwość, co z kolei daje większą długość fali. Taka interpretacja Comptona jakościowo wyjaśnia obserwowaną zmianę długości fali wiązki rozproszonej. Zauważmy, że rozważając oddziaływanie promieniowania z elektronami tarczy, wiązkę promieniowania traktujemy jako strumień cząstek, a nie jako falę. Ponadto w odróżnieniu od zjawiska fotoelektrycznego fotony w zjawisku Comptona są raczej rozpraszane a nie absorbowane. Przeanalizujmy teraz ilościowo proces zderzenia pojedynczego fotonu z elektronem.

Korzystamy z niezmiennika relatywistycznego: $E^2 = p^2 c^2 + m_0^2 c^4$

Dla fotonu $m_0 = 0$, więc $E = pc \Rightarrow p = \frac{E}{c} \Rightarrow p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$



zasada zachowania pędu: $\vec{p}_1 = \vec{p}_2 + \vec{p}_e \Rightarrow p_e^2 = p_1^2 + p_2^2 - 2p_1 p_2 \cos \vartheta$

Zasada zachowania energii: $E_1 + m_e c^2 = E_2 + E_e \Rightarrow E_e^2 = (E_1 - E_2 + m_e c^2)^2$

Otrzymane E_e^2 i p_e^2 wstawiamy do niezmiennika relatywistycznego: $E_e^2 = m_e^2 c^4 + p_e^2 c^2$

Dokonujemy przekształceń

$$E_1^2 + E_2^2 + m_e^2 c^4 + 2E_1 m_e c^2 - 2E_2 m_e c^2 - 2E_1 E_2 = m_e^2 c^4 + p_1^2 c^2 + p_2^2 c^2 - 2p_1 p_2 c^2 \cos \vartheta$$

$$p_1^2 c^2 = E_1^2, \quad p_2^2 c^2 = E_2^2$$

$$m_e c^2 (E_1 - E_2) - E_1 E_2 = -p_1 p_2 c^2 \cos \vartheta$$

$$m_e c^2 \left(\frac{hc}{\lambda_1} - \frac{hc}{\lambda_2} \right) - \frac{h^2 c}{\lambda_1 \lambda_2} = -\frac{h}{\lambda_1} \frac{hc^2}{\lambda_2} \cos \vartheta$$

$$m_e c^2 (\lambda_2 - \lambda_1) - hc = -hc \cos \vartheta$$

$$m_e c^2 (\lambda_2 - \lambda_1) = hc - hc \cos \vartheta$$

$$\Delta \lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = \frac{hc}{m_e c^2} (1 - \cos \vartheta) = 2\lambda_e \sin^2 \left(\frac{\vartheta}{2} \right)$$

$$\frac{h}{m_e c} = \lambda_e \approx 2 \cdot 10^{-12} \text{ m}$$

gdzie λ_e jest to tzw. komptonowska długość fali elektronu.

Zjawisko Thomsona.

Obecność maksimum odpowiadającego fotonom rozproszonym o niezmięnionej długości fali nadal wymaga wyjaśnienia. **Proces rozpraszania fotonów bez zmiany długości fali nazywany jest rozpraszaniem Thomsona.**

Interpretacja kwantowa.

Cały czas zakładaliśmy, że elektron, z którym foton się zderza, jest elektronem swobodnym. Jednak jeśli elektron jest początkowo związany, powyższe założenie jest uzasadnione, kiedy tylko energia kinetyczna uzyskiwana przez elektron podczas zderzenia jest dużo większa od energii wiązania tego elektronu. Jeśli natomiast elektron jest silnie związany w atomie tarczy lub gdy energia padającego fotonu jest bardzo mała, wtedy istnieje pewne prawdopodobieństwo, że elektron nie zostanie od atomu oderwany. W takim przypadku zderzenie może być traktowane jako zderzenie fotonu z całym atomem. Wtedy masą charakterystyczną dla procesu jest masa M atomu i we wzorze na przesunięcie Comptona należy ją podstawić w miejsce masy elektronu m_e . Ponieważ $M \gg m_e$, przesunięcie komptonowskie dla takich zderzeń, w których elektrony są silnie związane, jest tak małe, że doświadczalnie nie daje się wyznaczyć. Tak więc rozproszony foton ma w zasadzie niezmienną długość fali.

Niektóre fotony są rozpraszane na elektronach, które w następstwie zderzenia są uwalniane; długość fali tych fotonów ulega zmianie. Inne fotony są rozpraszane na elektronach, które mimo zderzenia pozostają związane w atomie; długość fali tych fotonów nie ulega zmianie.

Interpretacja klasyczna.

Thomson rozważał promieniowanie rentgenowskie jako wiązkę fal elektromagnetycznych. Drgający wektor pola elektrycznego fali działa na elektrony atomów tarczy. W rezultacie na elektron działa siła wprawiająca go w drgania, a więc wywołująca ruch przyspieszony. Elektron poruszający się ruchem przyspieszonym wypromieniowuje fale elektromagnetyczne o tej samej częstotliwości co fale padające oraz będące z nimi w zgodnej fazie. Tak więc elektrony atomów mogą pochłaniać energię z padającej wiązki promieniowania rentgenowskiego i rozpraszać ją we wszystkich kierunkach. Przy tym długość fali promieniowania rozproszonego jest taka sama jak promieniowania padającego.

Chociaż klasyczne wyjaśnienie istnienia rozpraszania Thomsona jest różne od kwantowego, to oba podejścia wyjaśniają obserwowane doświadczalnie fakty. Stąd wnioskujemy, że rozpraszanie Thomsona jest przykładem zjawiska, przy interpretacji którego wyniki teorii klasycznej i kwantowej się pokrywają.

Nasuwa się pytanie, w jakim zakresie widma elektromagnetycznego dominującym procesem będzie rozpraszanie Thomsona, a w jakim rozpraszanie Comptona. Dla $\lambda \rightarrow \infty$ dominuje rozpraszanie Thomsona. Gdy przechodzimy do zakresu promieniowania rentgenowskiego rozpraszanie Comptona zaczyna odgrywać coraz większą rolę, szczególnie dla tarcz rozpraszających złożonych z atomów o małej liczbie atomowej. W przypadku takich tarcz elektrony nie są silnie związane w atomach i w konsekwencji zmiana długości fali w procesie rozpraszania na elektronie, który w rezultacie zostaje uwalniany, staje się łatwo mierzalna. W przypadku promieniowania gamma, dla którego można przyjąć, że $\lambda \rightarrow 0$, energia fotonu staje się tak duża, iż w procesie zderzenia elektron jest zawsze uwalniany i w rezultacie dominuje rozpraszanie komptonowskie. Właśnie w zakresie fal krótkich teoria klasyczna nie jest w stanie wyjaśnić zjawiska rozpraszania promieniowania.