V.5. Prawo elektryczności Janusza B. Kępki.

Elektron może zaabsorbować energię promieniowania elektromagnetycznego uzyskując energię ruchu, co znane jest jako zjawisko fotoelektryczne (H. R. Hertz, 1887 r.).

Niech $\mathbf{W = eV_o}$ będzie energią potencjalną elektronu wewnątrz danego materiału fotoelektrycznego, gdzie $\mathbf{V_o}$ jest potencjałem wewnętrznego pola elektrycznego materiału. W powyższym sensie, energia potencjalna **W** elektronu wewnątrz materiału jest równa t.zw. „pracy wyjścia” potrzebnej do usunięcia elektronu poza obszar pola elektrycznego wewnątrz materiału.

Można znaleźć taką wartość częstotliwości ν_o zewnętrznego promieniowania elektromagnetycznego, dla którego **(Eq. V.1.3.):**

$$\mathbf{W = eV_o = h\nu_o}$$

przy czym wartość liczbowa **W** zależy od rodzaju materiału.

W przypadku promieniowania o częstotliwości $\nu > \nu_o$, elektron dodatkowo uzyskuje energię kinetyczną **T** na zewnątrz materiału, równą:

$$\mathbf{T = \frac{1}{2}mv^2 = \left(h\nu - h\nu_o\right) = \left(eV - eV_o\right) = eV_h = h\nu_h} \qquad \textbf{(V.5.1.)}$$

gdzie $\mathbf{V_h}$ zwane jest „potencjałem hamującym” zewnętrznego pola elektrycznego ograniczającego lub uniemożliwiającego przepływ prądu fotoelektrycznego w fotokomórce. Dla $\mathbf{V_h = 0}$ jest, że $\nu = \nu_o$ co wyznacza tzw. „długofalową granicę” zjawiska fotoelektrycznego.

Jest i odwrotnie. W wyniku bombardowania danego materiału elektronami, tracą one energię ruchu, której część zostaje zamieniona na energię potencjalną $\mathbf{W = eV_o}$ wewnątrz materiału, a pozostała część generowana jest w postaci promieniowania elektromagnetycznego.

W takim przypadku, $\mathbf{V_h}$ jest „potencjałem przyśpieszającym” w lampie rentgenowskiej. Natomiast ν_o wyznacza tzw. „krótkofalową granicę” promieniowania **X** (W. K. Roentgen, 1895 r.).

Z zależności **(V.5.1.)** znajdujemy:

$$\mathbf{V_h = \frac{h}{e} \cdot \nu - V_o}$$

co umożliwia eksperymentalne wyznaczenie wartości liczbowej stałej Plancka **h** (A.L. Hughes - 1912 r., R.A. Millikan - 1916 r.).

Ponadto, z zależności **(V.5.1.),** mamy:

$$\mathbf{h\nu = \frac{1}{2}mv^2 + h\nu_o = \frac{1}{2}mv^2 + W}$$

gdzie **v** jest prędkością elektronu ponad powierzchnią materiału.

Powyższa zależność przedstawiana jest jako „słynny wzór A. Einsteina opisujący efekt fotoelektryczny”, co nie jest całkiem prawdziwe.
Z powyższego wprost wynika, że energia całkowita **E** elektronu jest taka, że:

$$\mathbf{E = W + T = h\nu = eV = h\frac{c}{\lambda} = e\left(V_h + V_o\right)}$$

Z kolei, znajdujemy wartość jednostkowego momentu energii $\mathbf{N_e}$ dla promieniowania elektromagnetycznego o danej długości fali λ:

$$\mathbf{N_e = E \cdot \lambda = h \cdot \nu \cdot \lambda = h \cdot c = e\left(V_h + V_o\right)\lambda = e \cdot K} = \textit{constant} \qquad \textbf{(V.5.2.)}$$

Jednak, ponieważ **e** jest elementarnym ładunkiem elektryczności (R.A.Millikan, 1910 r.), to wielkość **K** o wartości:

$$\mathbf{K = \frac{hc}{e} = 1{,}2398424 \cdot 10^{-6}} \left[\frac{\mathbf{J \cdot m}}{\mathbf{C}}\right] = \textit{constant}$$

ma charakter uniwersalny dla oddziaływań elektromagnetycznych.

Z zależności **(V.5.2.)** wprost wynika, że (patrz także zależność **V.1.3.**):

$$\mathbf{N_e = h \cdot c = e \cdot K = F_e \cdot \lambda^2} = \textit{constant} \qquad \textbf{(V.5.3.)}$$

Z powyższego wynika działanie jednostkowej siły $\mathbf{F_e}$ oddziaływania wzajemnego (III zasada dynamiki I. Newtona) elektronu z promieniowaniem elektromagnetycznym o długości fali λ:

$$\mathbf{F_e = \pm K \frac{e}{\lambda^2}} \qquad \textbf{(V.5.4.)}$$

gdzie wstawiliśmy znak $(\pm)$, ponieważ symbol **e** może zarówno oznaczać dodatni elektron (pozyton), jak i ujemny elektron (negaton).

W ogólności, ponieważ elektron o ładunku **e** wytwarza wokół siebie pole elektryczne w odległości **r**, to moment energii jest taki, że $\mathbf{N_e = F \cdot r^2 = e \cdot K}$. Mamy więc:

$$\mathbf{F = \pm K \frac{e}{r^2}} \qquad \textbf{(V.5.5.)}$$

Możemy też rozpatrywać oddziaływanie wzajemne dwóch elektronów znajdujących się od siebie w odległości **r** :

$$\mathbf{F = \pm \frac{K}{e} \cdot \frac{e \cdot e}{r^2} = \pm k \frac{e \cdot e}{r^2}} \qquad \textbf{(V.5.6.)}$$

Jak łatwo zauważyć, stała **k** **(Eq. V.5.6.)** o wartości:

$$\mathbf{k = \frac{K}{e} = \frac{h \cdot c}{e^2}} = \textit{constant}$$

ma charakter uniwersalny dla oddziaływań elektrycznych.

Można również rozważać oddziaływanie wzajemne $\mathbf{n_q}$ elektronów tworzących punktowy ładunek o wartości $\mathbf{q = n_q\, e}$ oraz $\mathbf{n_Q}$ elektronów tworzących punktowy ładunek $\mathbf{Q = n_Q \cdot e}$.

Przyjmując, że elementarny ładunek elektryczności **e** działa samoistnie w dowolnych kierunkach siłą $\mathbf{F_e}$ **(Eq. V.5.5.)**, to działanie $\mathbf{n_q}$ ładunków jest równe sumie działań każdego ładunku z osobna. Mamy więc:

$$\mathbf{F = \sum F_e = \pm K \frac{n_q \cdot e}{r^2} = \pm K \frac{q}{r^2}}$$

Niech drugi ładunek o wartości $\mathbf{Q = n_Q \cdot e}$ znajduje się w odległości **r** od ładunku punktowego **q**. Każdy elementarny ładunek **e** ładunku **q** oddziaływuje wzajemnie z każdym elementarnym ładunkiem **e** ładunku **Q.** Tak więc, takich oddziaływań jest $\mathbf{n = n_Q \cdot n_q}$.

Wobec tego, równanie **(V.5.6.)** możemy przepisać w postaci:

$$\mathbf{F = \pm k \frac{n_Q \cdot e \cdot n_q \cdot e}{r^2} = \pm n \cdot k \frac{e^2}{r^2} = \pm k \frac{Q \cdot q}{r^2}} \qquad \textbf{(V.5.7.)}$$

Powyższą zależność można też otrzymać przy założeniu równości momentów energii **N** ładunków **Q** oraz **q (Eq. II.5.12.)**.

Znacznie wcześniej, bo w roku 1785, na podstawie przeprowadzonych przez siebie eksperymentów, Charles Augustin Coulomb (1736-1806) podał wzór na oddziaływanie wzajemne dwóch nierównych ładunków **Q** oraz **q,** w postaci (prawo Charlesa Coulomba):

$$\mathbf{F = \pm k \frac{Q \cdot q}{r^2}} \qquad \textbf{(V.5.8.)}$$

Natomiast obecnie prawo Coulomba znalazło pełne uzasadnienie teoretyczne.

Zależności od **(V.5.3.)** do **(V.5.7.)** są formalnym zapisem prawa elektryczności Janusza B. Kępki (patrz także: ***Janusz B. Kępka*** **– Ruch absolutny i względny**, Warszawa 1999).

Załóżmy obecnie, że ładunki **Q** oraz **q** są przeciwnego znaku: $\mathbf{Q^-}$ oraz $\mathbf{q^+}$**.** Jeżeli ładunki te znajdują się w ośrodku materialnym, to wokół każdego z nich tworzy się strefa ładunków przeciwnego znaku. Wokół ładunku $\mathbf{q^+}$ zbierają się wolne negatony danego ośrodka, natomiast wokół ładunku **Q** wolne negatony są odpychane i wytwarza się strefa ładunku dodatniego.
W wyniku powyższego, maleje ε razy oddziaływanie między tymi ładunkami, a tym samym **pozornie** maleją wartości ładunków $\mathbf{Q^-}$ oraz $\mathbf{q^+}$. Mamy więc:

$$\mathbf{F' = \frac{F}{\varepsilon} = \frac{k}{\varepsilon} \frac{Q^- \cdot q^+}{r^2}}$$

Wartość $\boldsymbol{\varepsilon > 1}$ jest różna dla różnych materiałów, i zwana jest *stałą dielektryczną* danego materiału.