

Rozdział 3

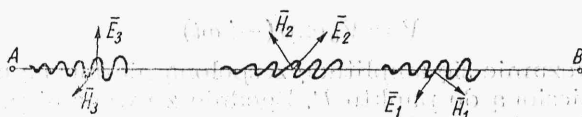
OPTYKA FALOWA

3.1. Wiadomości wstępne

3.1.1. Promieniowanie i detekcja fal elektromagnetycznych w obszarze optycznym

Aby opisać wpływ jaki ma natura falowa światła na zjawiska omówione poprzednio z punktu widzenia optyki geometrycznej, konieczna jest znajomość mechanizmu promieniowania fal i ich detekcji. Podany tu model jest bardzo uproszczony, jednak wystarczająco adekwatny i ułatwiający zrozumienie podstawowych zjawisk w dziedzinie optyki.

Wiadomo, że emisja energii nie odbywa się w sposób ciągły, ale skwantowany. Każdy z atomów źródła promieniowania pod wpływem dostarczonej energii przez jej pochłonięcie zostaje doprowadzony do stanu wzbudzonego i następnie po czasie charakterystycznym dla danego poziomu emituje falę elektromagnetyczną o częstotliwości (średniej), $\nu = \Delta E/h$ (h — stała Plancka) w postaci fotonu o energii ΔE odpowiadającej różnicy między poziomem wzbudzenia i poziomem, w którym się znalazł atom po emisji. Proces pochłaniania i emisji fali może zachodzić wielokrotnie i dla jednego atomu promieniowanie można przedstawić jako pewien ciąg niezależnych fal elementarnych zgodnie z teorią budowy atomu, tłumionych w czasie każdego aktu emisji (rys. 3.1). A jest atomem emitującym i B



Rys. 3.1

punktem obserwacji. Zjawisko ma charakter przestrzenny i tylko dla prostej ograniczono się do liniowego ujęcia zagadnienia. Wektory natężenia pola elektrycznego \vec{E} i magnetycznego \vec{H} fali elementarnej leżą w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku rozchodzenia się fali, ale ich położenia w tej płaszczyźnie dla każdej fali elementarnej są zupełnie przypadkowe, ponieważ kierunki wektorów zależą od przypadkowego położenia osi emitującego dipola (atomu). Ponadto, ponieważ akty emisji są niezależne, po-

czątki emisji fal elementarnych w czasie są również przypadkowe i taką będzie odległość między poszczególnymi falami elementarnymi.

Rozpatrując zjawisko energetycznie, ponieważ wektory \vec{E} i \vec{H} są zmienne w czasie, to zgodnie z (1.13) gęstość energii fali elektromagnetycznej, w punkcie B pochodząca od atomu A będzie również zmienna.

Częstotliwość zmian w zakresie promieniowania optycznego przekracza 10^{12} Hz ($\nu = \frac{c}{\lambda_0} = \frac{3 \cdot 10^{14}}{\lambda_0[\mu\text{m}]}$) i nie ma odbiornika o tak małej stałej czasowej, który by mógł je zarejestrować, stąd można mówić tylko o detekcji średniej gęstości energii w_{sr} fali w przedziale czasu t_0 , różnym dla różnych odbiorników, ale nieporównywalnie większym dla każdego niż okres drgań fali elektromagnetycznej, to znaczy

$$w_{sr} = \frac{1}{t_0} \int_{-\frac{t_0}{2}}^{\frac{t_0}{2}} w dt = \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{1}{t_0} \int_{-\frac{t_0}{2}}^{\frac{t_0}{2}} \vec{E}^2 dt = \frac{\mu}{4\pi} \frac{1}{t_0} \int_{-\frac{t_0}{2}}^{\frac{t_0}{2}} \vec{H}^2 dt$$

gdzie $t_0 \gg T$.

Ponieważ wektor natężenia pola magnetycznego ma jednoznacznie ustalone położenie względem natężenia pola elektrycznego dalej operować się będzie dla wygody tylko pojęciem wektora optycznego \vec{V} , który utożsamiany będzie z wektorem natężenia pola elektrycznego \vec{E} .

Wprowadzając oznaczenia

$$\frac{1}{t_0} \int_{-\frac{t_0}{2}}^{\frac{t_0}{2}} A dt = \langle A \rangle \quad (3.1)$$

wtedy

$$w_{sr} = \frac{\varepsilon}{4\pi} \langle \vec{V}^2 \rangle = \frac{\varepsilon}{4\pi} \langle V^2 \rangle$$

ponieważ \vec{V}^2 jest wielkością skalarną i przy wyznaczeniu w_{sr} nieistotny jest kierunek wektora w przestrzeni.

Niech dla uproszczenia w czasie t_0 promieniowanie jest ciągle i nie-tłumione. Jeżeli punkt B znajduje się dostatecznie daleko od źródła promieniowania, tak że falę elektromagnetyczną można uważać za płaską, wtedy wektor optyczny zgodnie z (1.30) można przedstawić w postaci zespolonej

$$V = V_0 \exp(-i\omega t) \quad (3.2)$$

gdzie przez V_0 rozumie się amplitudę zespoloną niezależną od czasu z fazą początkową odniesioną do punktu B . Zgodnie z uwagami p. 1.3, ponieważ w_{sr} nie jest funkcją liniową V , wówczas przy obliczeniach należy brać pod uwagę tylko część rzeczywistą V i wtedy

$$w_{sr} = \frac{\varepsilon}{4\pi} \langle [R(V)]^2 \rangle = \frac{\varepsilon}{4\pi} \left\langle \left[\frac{1}{2} (V + V^*) \right]^2 \right\rangle$$

gdzie dla dowolnej liczby zespolonej $z = a + bi$ jej część rzeczywista $a = 1/2 (z + z^*)$, ($z^* = a - ib$ — liczba zespolona sprzężona z z). Teraz po rozwinięciu nawiasu będzie

$$w_{sr} = \frac{\varepsilon}{16\pi} [\langle V^2 \rangle + \langle V^{*2} \rangle + 2 \langle VV^* \rangle]$$

Po uwzględnieniu (3.2) i (3.1)

$$\langle V^2 \rangle = V_0^2 \langle \exp(-2i\omega t) \rangle = \frac{V_0^2}{t_0} \int_{-\frac{t_0}{2}}^{\frac{t_0}{2}} \exp(-2i\omega t) dt = \frac{V_0^2}{t_0 \omega} \sin \omega t_0 \approx 0$$

ponieważ $\omega = 2\pi/T$ i t_0 jest nieporównywalnie większe niż T . Podobnie można udowodnić, że $\langle V^{*2} \rangle = 0$ i ostatecznie pozostanie

$$w_{sr} = \frac{\varepsilon}{8\pi} \langle VV^* \rangle = \frac{\varepsilon}{8\pi} V_0 V_0^* \quad (3.3)$$

Średnia gęstość energii fali w przedziale czasu nieporównywalnie większym od okresu drgań jest proporcjonalna do iloczynu amplitudy zespolonej przez jej wartość sprzężoną.

Dla pozbycia się niewygodnego współczynnika, wielkość

$$I = \langle VV^* \rangle = V_0 V_0^* \quad (3.4)$$

nazywać się dalej będzie *intensywnością fali*, która jest miarą energii fali w jednym ośrodku. Nie można porównywać energii za pomocą intensywności w dwóch różnych ośrodkach, gdyż mogą się one różnić stałą dielektryczną.

Powracając do rys. 3.1 reakcja odbiornika umieszczonego w punkcie B byłaby proporcjonalna do średnich gęstości energii dla pewnego przedziału czasu. Przy źródle zasilanym dostatecznie małą energią akty emisji będą zachodziły rzadko i odbiornik wykaże pewne fluktuacje reakcji. Poza tym źródło światła zawsze jest zbiorem promieniujących atomów i emitowane fale elementarne z każdego atomu nakładają się (interferują) w przestrzeni tworząc chwilowe rozkłady gęstości energii zależne od przypadkowych aktów emisji poszczególnych atomów. Wraz ze wzrostem ich liczby i energii zasilania, rośnie liczba interferujących fal elementarnych i z uwagi na ich przypadkową emisję zgodnie z teorią prawdopodobieństwa w przestrzeni będzie się ustalał pewien stan średni energii i wielkość fluktuacji reakcji odbiornika umieszczonego w dowolnym punkcie przestrzeni będzie malała w porównaniu z samą wartością reakcji.

3.1.2. Monochromatyczność promieniowania

Przez *falę monochromatyczną płaską* zgodnie z (1.30) rozumieć się będzie falę harmoniczną o postaci

$$V = V_0 \exp[-i(\omega t - k_0 n z)]$$

określoną dla każdego t i z , gdzie amplituda zespolona $V_0 = \text{const}$. A więc fala monochromatyczna jest falą harmoniczną nieograniczoną w czasie i w przestrzeni. Częstotliwość takiej fali zgodnie z (1.26) $\nu = \omega/2\pi$, natomiast długość fali $\lambda_0 = 2\pi/k_0$. Jeżeli rozważane jest przejście fali przez ustalony punkt przestrzeni $z = z_0$, wówczas można odnieść fazę początkową do tego punktu i napisać $V = V_0 \exp(-i\omega t)$ dla każdego t w przedziale $(-\infty, +\infty)$.

Wiadomo z p. 3.1.1, że atom promieniuje ciąg fal elementarnych o skończonym czasie emisji i powstaje wtedy pytanie, jaką częstotliwość można przyporządkować jednej fali? Niech dla prostoty falą elementarną będzie