

Równanie (1.30) odnosi się do przypadku fali płaskiej rozchodzącej się w ośrodku jednorodnym. W ośrodku niejednorodnym, dla którego $n = n(x, y, z)$, jeżeli miejscowe zmiany współczynnika załamania nie są duże, to lokalnie można rozpatrywać rozchodzenie się zaburzenia jako fali płaskiej, z tym, że w różnych punktach przestrzeni kierunek rozchodzenia się fali i jej prędkość będą różne. Wtedy ogólne równanie harmonicznego ruchu falowego (1.30) dla wektorów \vec{H} i \vec{E} przybierze postać

$$\vec{E} = \vec{E}_0(x, y, z) \exp \{ -i[\omega t - k_0 L(x, y, z)] \} \quad (1.31a)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0(x, y, z) \exp \{ -i[\omega t - k_0 L(x, y, z)] \} \quad (1.31b)$$

przy czym w wielkości L , zwanej *drogą optyczną* lub *eikonalem*, zawarta jest zmiana współczynnika załamania i lokalny kierunek rozchodzenia się zaburzenia. Dla ośrodka jednorodnego i fali płaskiej otrzymuje się tylko $L = nz$ oraz $\vec{E}_0 = \text{const}$ i $\vec{H}_0 = \text{const}$.

\vec{E}_0 i \vec{H}_0 mają ogólnie wartości zespolone związane z ich początkową fazą δ . Ponieważ z zależności (1.10) wynika, że obydwa wektory są zgodne w fazie, a więc mają tę samą początkową fazę δ , to powierzchnie $L(x, y, z) = \text{const}$ jako spełniające dla danej chwili t również warunek $\omega t - k_0 L - \delta = \text{const}$, są *powierzchniami ekwifazowymi* i to zarówno dla wektora natężenia pola elektrycznego, jak i magnetycznego.

1.4. Optyka geometryczna jako przybliżenie ruchu falowego

1.4.1. Wstęp

Obszar promieniowania optycznego widma fal elektromagnetycznych charakteryzuje się wysokimi częstotliwościami (10^{12} — 10^{16} s⁻¹) i małymi długościami fal (0,01 — 100 μm). Przy mniej szczegółowych rozważaniach można więc oczekiwać, że pominięcie zmian pola zachodzących na długości fali da poprawne wnioski, bez uciekania się do skomplikowanego aparatu rozważań optyki falowej.

Ta część optyki, która ogranicza się do przybliżonego rozpatrywania zjawisk przy założeniu $\lambda_0 \approx 0$ nazywa się *optyką geometryczną*. Jej zasadniczym narzędziem są rozważania geometryczne. W p. 1.4 zostaną wprowadzone podstawowe prawa optyki geometrycznej i podane wstępne jej pojęcia. Korzystając z definicji promienia i prawa załamania na granicy dwóch ośrodków w rozdziale drugim zostanie zbudowana teoria układów optycznych i ich aberracji geometrycznych. Opisowi zjawisk z uwzględnieniem długości fali poświęcony będzie rozdział trzeci optyki falowej, omawiający zagadnienia interferencji, dyfrakcji i polaryzacji.

1.4.2. Równanie eikonalu

Ponieważ

$$\text{rot}(a \cdot \vec{A}) = a \cdot \text{rot } \vec{A} + (\text{grad } a) \times \vec{A}$$

gdzie a — skalar, to dla (1.31)

$$\text{rot } \vec{H} = \exp[-i(\omega t - k_0 L)] \{ \text{rot } \vec{H}_0 + ik_0(\text{grad } L) \times \vec{H}_0 \}$$

i ponadto

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = -i\omega \vec{E}_0 \exp[-i(\omega t - k_0 L)]$$

Po wstawieniu do (1.3a), ponieważ $k_0 = \omega/c$, po przekształceniach będzie

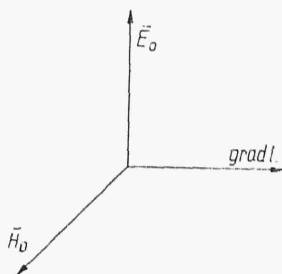
$$(\text{grad } L) \times \bar{H}_0 + \varepsilon \bar{E}_0 = i \frac{\text{rot } \bar{H}_0}{k_0} \quad (1.32a)$$

Analogicznie dla równania (1.3b)

$$(\text{grad } L) \times \bar{E}_0 - \mu \bar{H}_0 = i \frac{\text{rot } \bar{E}_0}{k_0} \quad (1.32b)$$

Dla granicznego przypadku $\lambda_0 \rightarrow 0$, a więc zgodnie z (1.29) $k_0 \rightarrow \infty$ będzie

$$\begin{aligned} \varepsilon \bar{E}_0 &= \bar{H}_0 \times \text{grad } L \\ \mu \bar{H}_0 &= (\text{grad } L) \times \bar{E}_0 \end{aligned}$$



Rys. 1.6

Z równań tych wynika, że \bar{E}_0 , \bar{H}_0 i $\text{grad } L$ tworzą układ wektorów wzajemnie prostopadłych (rys. 1.6). Wtedy dla iloczynu wektorowego zachodzi zależność

$$\begin{aligned} \varepsilon |\bar{E}_0| &= |\bar{H}_0| |\text{grad } L| \\ \mu |\bar{H}_0| &= |\text{grad } L| |\bar{E}_0| \end{aligned}$$

i ostatecznie, ponieważ $n = \sqrt{\varepsilon \mu}$

$$(\text{grad } L)^2 = n^2 \quad (1.33a)$$

lub, ponieważ $\text{grad } L = \frac{\partial L}{\partial x} \bar{i} + \frac{\partial L}{\partial y} \bar{j} + \frac{\partial L}{\partial z} \bar{k}$

$$\left(\frac{\partial L}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial L}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial L}{\partial z}\right)^2 = n^2 \quad (1.33b)$$

Równanie to nosi nazwę *równania eikonalu* i opisuje ono zmianę drogi optycznej L w przestrzeni w zależności od rozkładu współczynnika załamania n . Powierzchnie $L = \text{const}$ (powierzchnie równych dróg optycznych i równych faz) są nazywane *geometrycznymi powierzchniami falowymi* lub *geometrycznymi czołami fal*. Linie ortogonalne do powierzchni falowych nazywają się *promieniami świetlnymi*.

Z rozważań w p. 1.2.1 i 1.2.2 wiadomo, że kierunek rozchodzenia się fali elektromagnetycznej prostopadły do \bar{E} i \bar{H} pokrywa się z kierunkiem rozchodzenia energii. Z definicji gradientu wynika, że $\text{grad } L$ jest normalny do powierzchni $L = \text{const}$, a więc $\text{grad } L$ pokrywa się z kierunkiem promienia świetlnego. Oznacza to, że kierunki promieni świetlnych wyznaczają kierunki rozchodzenia się energii.