

Szkło optyczne jest materiałem najczęściej stosowanym do budowy układów optycznych przyrządów, ale nie jedynym, zwłaszcza wtedy, gdy przyrząd ma służyć do badania promieniowania wychodzącego znacznie poza obszar promieniowania widzialnego. I tak na przykład do badania

**Tablica 1.4. Oznaczenia linii Fraunhofera**

Długość fali nm	Oznaczenie	Pierwiastek
768,2 (dublet)	A'	K
656,3	C	H
643,9	C'	Cd
589,3 (dublet)	D	Na
587,6	d	He
546,1	e	Hg
490,0	F'	Cd
486,1	F	H
435,8	g	Hg
404,7 (jasna linia)	h	Hg

w nadfiolecie trzeba stosować kwarc, sól kuchenną, natomiast w podczerwieni german, krzem, kwarc itp., zależnie od rozpatrywanego przedziału widma. Różnice we własnościach tych tworzyw są dosyć duże, jednak z punktu widzenia optycznego, materiały te są zawsze charakteryzowane przez współczynniki załamania i dyspersji.

### 1.3. Ruch falowy harmoniczny

Jak już wspomniano w p. 1.2 rozwiązaniem równania falowego może być dowolna funkcja parametru  $p = z - vt$ ; faza tej funkcji przemieszcza się w przestrzeni z prędkością  $v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$ . A więc jeżeli w pewnej chwili  $t$ , pomijając mechanizm emisji, ustalony został dowolny (zmienny) rozkład  $V$  pola w przestrzeni, to kształt tego zaburzenia bez deformacji będzie się przesuwał w przestrzeni ze wspomnianą prędkością, aż do momentu, kiedy fala zostanie pochłonięta, np. przez napotkany przewodnik. W rzeczywistości będzie tak tylko w ośrodkach bezdyspersyjnych, a więc tylko w próżni. Wiadomo, że prędkość fali  $v$  w ośrodkach materialnych jest funkcją długości fali, przy czym to ostatnie pojęcie oparte jest na własnościach fali sinusoidalnej. Ponadto z twierdzenia *Fouriera* (rozdz. 8) wynika, że funkcję periodyczną, lub aperiodyczną można rozłożyć na skończoną lub nieskończoną sumę funkcji sinusoidalnych (harmonicznych) o różnych okresach. A więc rozpatrywane zaburzenie  $V$  można uważać za określoną, zależną od kształtu zaburzenia, sumę elementarnych zaburzeń sinusoidalnych o różnych długościach fal, które rozchodzą się w ośrodku dyspersyjnym z różną prędkością. Oznacza to, że składowe fale sinusoidalne doznają względnych przesunięć w czasie i że wraz ze zmianą odległości występuje deformacja kształtu wypromieniowanego zaburzenia  $V$ . Bez deformacji kształtu przez ośrodek dyspersyjny może przechodzić tylko fala sinusoidalna i stąd wywodzi się doniosłość badania ich właściwości. Ponieważ dowolną funkcję można przedstawić jako sumę funkcji sinusoidalnych o różnych okresach, to jeżeli ustalone zostaną prawa propagacji

dla fali harmoniczej w zależności od długości fali, to można je natychmiast uogólnić na dowolny kształt zaburzenia.

Niech będzie dana fala harmoniczna płaska, zgodnie z (1.10), określona równaniem

$$\bar{V} = \bar{V}'_0 \cos \left[ \frac{\omega}{v} (z - vt) + \delta \right] = \bar{V}'_0 \cos \left( -\omega t + \frac{\omega z}{v} + \delta \right) \quad (1.25)$$

gdzie:  $|\bar{V}'_0|$  jest amplitudą, a  $\omega$  — częstotliwością kołową. Wektor  $\bar{V}'_0$  jest prostopadły do kierunku rozchodzenia się fali.

Fala harmoniczna jest funkcją czasu  $t$  i położenia w przestrzeni  $z$ . Oznacza to, że fala w przestrzeni opisuje sinusoidę, która przesuwa się w czasie  $t$  z prędkością  $v$ . Argument cosinusa nazywany jest *fazą funkcji*,  $\delta$  — faza początkowa (dla  $t = 0$  i  $z = 0$ ).

Równanie (1.25) nie ulegnie zmianie, jeżeli zamiast  $t$  podstawione będzie  $t + T$ , przy czym

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{1}{\nu} \quad (1.26)$$

gdzie:  $T$  jest *okresem drgań* zaś  $\nu$  — częstotliwością (liczbą okresów w jednostce czasu).

Podobnie równanie (1.25) nie zmieni się, jeżeli zamiast  $z$  wstawione będzie  $z + \lambda$ , gdzie

$$\lambda = \frac{2\pi v}{\omega} = vT \quad (1.27)$$

nazywa się *długością fali*.

Przez zredukowaną długość fali  $\lambda_0$  dla danego ośrodka rozumie się

$$\lambda_0 \stackrel{df}{=} cT = \frac{c}{\nu} = c \frac{\lambda}{v} = n\lambda \quad (1.28)$$

Jest to długość fali o częstotliwości  $\nu$  rozchodzącej się w próżni.

Przy badaniu właściwości fali harmoniczej (wzór 1.25) operowanie funkcjami trygonometrycznymi jest bardzo kłopotliwe i prowadzi do żmudnych rachunków. Znacznie wygodniejsze jest zastosowanie tu funkcji wykładniczej, dla której  $e^{ix} = \exp(ix) = \cos x + i \sin x$ , a więc

$$\cos x = R\{\exp(ix)\}$$

gdzie  $R$  oznacza tylko część rzeczywistą funkcji zawartej w nawiasie. Jeżeli działania nad  $\cos x$  są liniowe (bez potęgowania), to symbol  $R$  można opuścić, wykonując działania bezpośrednio nad funkcją zespoloną. Część rzeczywista ostatecznego wyniku przekształceń będzie wartością poszukiwaną.

Wprowadzając oznaczenie *cyklicznej liczby falowej*  $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi n}{\lambda_0} = k_0 n$ , ponieważ

$$\frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{Tv} = \frac{2\pi}{\lambda} = k = k_0 n \quad (1.29)$$

w miejsce (1.25) otrzymuje się

$$\bar{V} = \bar{V}'_0 \exp[-i(\omega t - k_0 n z)] \quad (1.30)$$

gdzie  $\bar{V}'_0 = \bar{V}'_0 \exp(-i\delta)$  nosi nazwę *amplitudy zespolonej*.

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  $\delta$ . Ponieważ z zależności (1.10) wynika, że obydwa wektory są zgodne w fazie, a więc mają tę samą początkową fazę  $\delta$ , 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<sup>-1</sup>) i małymi długościami fal (0,01 — 100  $\mu\text{m}$ ). 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

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