

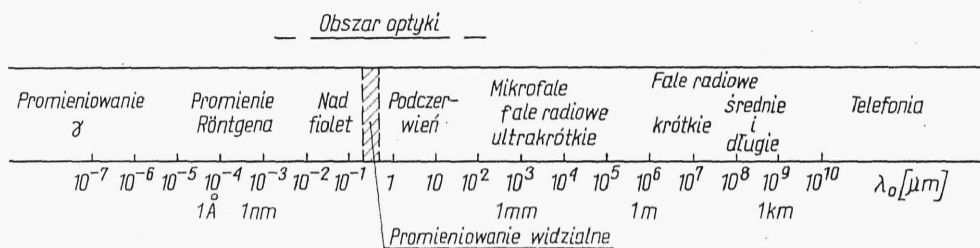
## Rozdział 1

# OPTYKA FALOWA A OPTYKA GEOMETRYCZNA

### 1.1. Fale elektromagnetyczne

Optyka jest nauką zajmującą się badaniem zjawisk emisji, propagacji i absorpcji światła.

Pierwotnie pod pojęciem światła rozumiano promieniowanie widzialne, wywołujące reakcję w narządach wzroku człowieka. W połowie XIX w., wraz z zastosowaniem odbiorników obiektywnych (emulsja fotograficzna) i rozwojem badań nad zjawiskami elektromagnetycznymi, stwierdzono, że światło widzialne jest tylko częścią pewnej rodziny promieniowań, zwanej *promieniowaniem elektromagnetycznym*. Na rys. 1.1 podano podział widma fal elektromagnetycznych w funkcji długości fali  $\lambda_0$  <sup>1)</sup>.



Rys. 1.1

Ponieważ większość zjawisk i praw opisanych dla promieniowania widzialnego ( $\lambda_0 = 0,4 - 0,75 \mu\text{m}$ ) jest adekwatna również w sąsiednich obszarach podczerwieni i nadfioletu, wygodne jest włączenie tych obszarów do optyki. Konsekwencją tego jest rozszerzenie pojęcia światła i objęcie nim również promieniowania optycznego niewidzialnego. Tak należy rozumieć wyżej podaną definicję optyki oraz używane w tej książce pojęcie światła. Dla uniknięcia nieporozumień, gdy zajdzie konieczność wyróżnienia jednej z części promieniowania optycznego, będzie to specjalnie podkreślone.

O podziale widma fal elektromagnetycznych na część optyczną i poza-optyczną decyduje technika wytwarzania i badania promieniowania rozważanego obszaru. Przykładowo: światło powstaje na drodze spontanicz-

<sup>1)</sup> Przez  $\lambda_0$  oznaczono długość fali odniesioną do próżni.

nej emisji fotonów, fale radiowe wypromieniowywane są za pomocą urządzeń nadawczych, których zasada pracy oparta jest na obwodach rezonansowych, natomiast promienie Röntgena przez zderzenie wiązki elektronów z antykatomą. Trudno znaleźć wyraźne rozgraniczenie poszczególnych części widma, np. mikrofal i podczerwieni, gdzie w obszarach granicznych można prowadzić badania techniką przyległych obszarów, co dało dowód ciągłości widma fal elektromagnetycznych. Poza tym dla promieniowania optycznego ( $\lambda_0 \approx 0,01 - 100 \mu\text{m}$ ) przy rozpatrywaniu zjawisk w powszechnie przyjętej skali makroskopowej, w pierwszym przybliżeniu można przyjąć  $\lambda_0 \approx 0$ , czego nie można uczynić dla fal radiowych.

Wzbudzanie fal elektromagnetycznych odbywa się na drodze zmiennej i niejednostajnej w czasie przemieszczania się ładunków elektrycznych, co powoduje powstanie zmiennych pól: elektrycznego i magnetycznego, tworzących wspólne pole elektromagnetyczne. Fala elektromagnetyczna raz wypromieniowana może istnieć niezależnie od źródła promieniowania i rozchodzić się w przestrzeni, co można zapisać za pomocą równań *Maxwella* <sup>1)</sup>

$$\text{rot } \bar{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} \bar{J} \quad (1.1a)$$

$$\text{rot } \bar{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} = 0 \quad (1.1b)$$

$$\text{div } \bar{D} = 4\pi \varrho \quad (1.1c)$$

$$\text{div } \bar{B} = 0 \quad (1.1d)$$

gdzie odpowiednio:

$\bar{E}, \bar{H}$  — natężenie pola elektrycznego i magnetycznego

$\bar{D}, \bar{B}$  — indukcja elektryczna i magnetyczna

$\varrho$  — objętościowa gęstość ładunku elektrycznego

$\bar{J}$  — gęstość prądu elektrycznego

$c$  — prędkość rozchodzenia się światła w próżni.

Do równań (1.1) należy jeszcze dodać zależności opisujące własności ośrodka, zwane *równaniami materiałowymi*, które w przypadku ciała izotropowego (własności fizyczne w każdym punkcie ciała są niezależne od kierunku) będą miały postać

$$\bar{J} = \sigma \bar{E} \quad (1.2a)$$

$$\bar{D} = \epsilon \bar{E} \quad (1.2b)$$

$$\bar{B} = \mu \bar{H} \quad (1.2c)$$

gdzie:

$\sigma$  — przewodność (konduktancja),

$\epsilon, \mu$  — stałe: dielektryczna i magnetyczna.

Pierwsze dwa równania *Maxwella* opisują ogólnie znane fakty, że zmienne pole elektryczne powoduje powstanie zmiennego pola magnetycznego, natomiast zmienne pole magnetyczne — powstanie zmiennego pola elektrycznego. Dwa równania pomocnicze wskazują, że w polu istnieją

<sup>1)</sup> Ponieważ rozdział ten spełnia tu rolę pomocniczą, dla zachowania korelacji z literaturą [1]—[4], w której szerzej omawiane są zagadnienia związane z teorią pola elektromagnetycznego, pozostawiono układ jednostek CGS.

źródła pola elektrycznego (ładunki), natomiast brak jest biegunów magnetycznych.

Jeżeli na przewodnik ( $\sigma \neq 0$ ) pada fala elektromagnetyczna, to wzbudzony zostaje w nim prąd elektryczny, którego wartość można wyznaczyć z równania (1.2a), a więc jest wydzielane ciepło Joule'a, co zgodnie z bilansem energetycznym powoduje obniżenie energii fali (fala jest pochłaniana). Wynika stąd, że ciałami, które znalazły największe zastosowanie w optyce, są przede wszystkim dielektryki (nieprzewodniki), dla których  $\sigma = 0$ , a więc z (1.2a)  $\vec{J} = 0$ . Z tej przyczyny przyjęto dalej założenie, że ośrodki, w których rozchodzą się fale elektromagnetyczne, są dielektrykami. Założono również, jeżeli brak osobnej uwagi, że ciała są izotropowe. Zagadnieniom rozchodzenia się fal w ośrodkach przewodzących jest poświęcony p. 3.4 oraz anizotropowych p. 3.5.

Biorąc pod uwagę zależność (1.2) i fakt, że w dielektryku nie ma wolnych ładunków ( $\varrho = 0$ ), równania *Maxwella* dla ośrodka dielektrycznego i izotropowego przyjmą postać

$$\operatorname{rot} \vec{H} - \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = 0 \quad (1.3a)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} + \frac{\mu}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = 0 \quad (1.3b)$$

$$\operatorname{div} \varepsilon \vec{E} = 0 \quad (1.3c)$$

$$\operatorname{div} \mu \vec{H} = 0 \quad (1.3d)$$

## 1.2. Równania falowe

Bezpośrednio z równań *Maxwella* nie wynika fakt rozchodzenia się fali elektromagnetycznej w przestrzeni. Celem wyznaczenia równania falowego konieczna jest eliminacja zmiennych. Dla uproszczenia zagadnienia przyjmuje się, że fala rozchodzi się w ośrodku jednorodnym (własności w każdym punkcie ciała są jednakowe, to znaczy wartości  $\varepsilon$  i  $\mu$  są niezależne od współrzędnych tego punktu).

Różniczkując (1.3a) względem czasu i biorąc operację rotacji z (1.3b) po przyrównaniu otrzymuje się

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{E} + \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0$$

Ponieważ z (1.3c)  $\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\operatorname{div} \varepsilon \vec{E}}{\varepsilon} = 0$  i ponadto z tożsamości  $\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{A} = \operatorname{grad} (\operatorname{div} \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A}$ , to

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.4a)$$

gdzie laplasjan pola wektorowego  $\nabla^2 \vec{A} = \nabla^2 A_x \vec{i} + \nabla^2 A_y \vec{j} + \nabla^2 A_z \vec{k}$  i  $\nabla^2 A_m = \frac{\partial^2 A_m}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_m}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A_m}{\partial z^2}$  ( $m = x, y, z$ );  $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$  — wersory osi współrzędnych układu prostokątnego  $x, y, z$ .

Zamieniając dla równań (1.3a) i (1.3b) operacje różniczkowania i rotacji można otrzymać analogiczną zależność dla wektora natężenia pola