Lom světla. Disperze

Základní zákony odrazu a lomu

Fyzikální (nebo také vlnová) optika vychází z představy světla jako elektromagnetického vlnění o krátké vlnové délce (ve srovnání s radiovými vlnami či mikrovlnami). Vlnovou rovnici popisující šíření světelných elektromagnetických vln lze pro různá prostředí odvodit standardním způsobem z Maxwellových rovnic. Vlnová povaha světla se pak projevuje v jevech difrakce a interference. Vlnová teorie tyto jevy velmi dobře popisuje. V řadě případů však lze difrakci (i interferenci) při popisu fyzikálních dějů zanedbat. To lze učinit limitním přechodem k nekonečně krátkým vlnovým délkám. (Fyzikálně to znamená, že velikost předmětů a nehomogenit v prostředí, kde se světlo šíří, můžeme považovat za prakticky nekonečně velikou vzhledem k vlnové délce světla). Potom lze zavést trajektorie, podél kterých se šíří světelná energie. Tyto trajektorie nazýváme *paprsky*. Podrobnějším rozborem lze ukázat, že v tomto přiblížení platí následující zákony:

1. Zákon přímočarého šíření světla. V homogenním prostředí se světlo šíří v přímočarých paprscích.

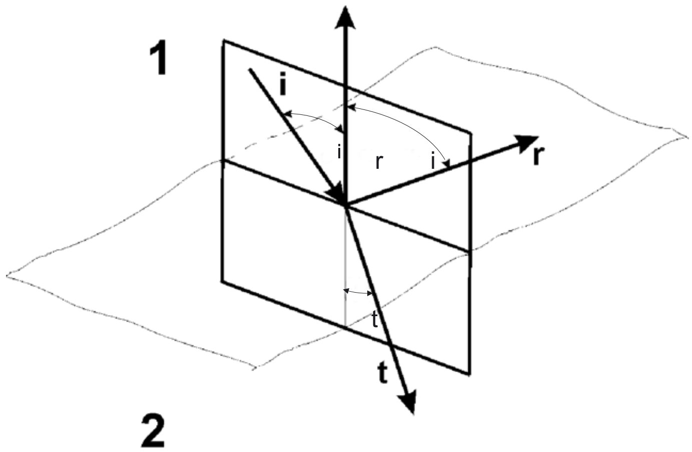
2. Zákon vzájemné nezávislosti paprsků. Každý paprsek postupuje nezávisle na tom, procházejí-li v uvažovaném prostředí ještě jiné paprsky libovolnými směry. (Světelné paprsky tedy mezi sebou neinteragují; neuvažujeme možnost koherentního skládání vln a při úvahách o intenzitě užíváme superpozici intenzit.)

3. Zákon odrazu. Světlo se na rozhraní dvou prostředí odráží (buď zcela nebo z části) tak, že úhel dopadu α_i se rovná úhlu odrazu α_r a odražený paprsek zůstává v rovině dopadu (určené dopadajícím paprskem a normálou k rozhraní v bodě dopadu, viz obr. 1,1).

4. Zákon lomu. Na rozhraní dvou průhledných prostředí 1 a 2 se světelné paprsky lámou tak, že poměr sinu úhlu dopadu α_i ku sinu úhlu lomu α_t má konstantní hodnotu n_{12} bez ohledu na velikost α_i. Číslo n_{12} nazýváme *relativní index lomu*. Ten závisí na prostředích 1 a 2 (a dále na vlnové délce světla, teplotě, popř. tlaku). Lomený paprsek zůstává v rovině dopadu (viz obr. 1,1).

Lze tedy psát:

$$\alpha_i = \alpha_r \; ; \quad n_{12} = \frac{\sin \alpha_i}{\sin \alpha_t} \qquad \text{(Snellův zákon).} \tag{1.1}$$

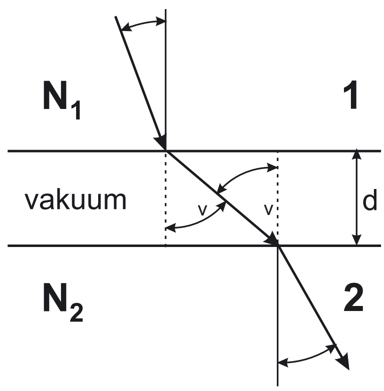


Obr. 1,1 Lom a odraz světla

Zákony 1 – 4 nám charakterizují paprskovou optiku. Kromě toho platí v paprskové optice věta o záměnnosti chodu paprsků. Změníme-li směr paprsku na opačný, probíhá zpět stejnou cestou. Proto musí platit:

$$n_{12} = \frac{1}{n_{21}}. \tag{1.1a}$$

Vidíme, že problém šíření světla v této aproximaci lze převést na geometrickou konstrukci. Proto také hovoříme o *přiblížení geometrické optiky*.



Obr. 1,2 Lom na planparalelní vrstvě vakua

Relativní index lomu závisí na optických vlastnostech obou prostředí. Pro možnost charakteristiky jediného prostředí zavádíme *absolutní index lomu* N, což je (relativní) index lomu při přechodu světla z vakua do uvažovaného prostředí.

Vztah mezi absolutními indexy lomu N_1, N_2 prostředí 1 a 2 a jejich relativním indexem lomu n_{21} nalezneme například touto úvahou: Mějme prostředí 1 a 2 s absolutními indexy lomu N_1, N_2 oddělené planparalelní vrstvou vakua (obr. 1,2).

Vzhledem k záměnnosti chodu paprsků platí

$$\frac{\sin \alpha_v}{\sin \alpha_1} = N_1. \tag{1.2a}$$

Dále je

$$\frac{\sin \alpha_v}{\sin \alpha_2} = N_2. \tag{1.2b}$$

Odtud je zřejmé, že

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{N_2}{N_1}. \tag{1.2c}$$

Směr paprsku vstupujícího do prostředí 2 nezávisí na tlouš.ce vrstvy vakua d; zůstane tedy zřejmě týž i pro $d \to 0$. Z toho vyplývá, že lze psát:

$$\frac{N_2}{N_1} = n_{12}. \tag{1.3}$$

Napíšeme-li (1.2c) ve tvaru

$$N_1 \sin \alpha_1 = N_2 \sin \alpha_2 \tag{1.2d}$$

vidíme, že při lomu zůstává konstantní součin $N \sin \alpha$.

Protože $\alpha \in (0, \frac{\pi}{2})$, je pro $N_2 > N_1$, (tj. $n_{12} > 1$) platná nerovnost $\alpha_1 > \alpha_2$; naopak pro $N_2 < N_1$ ($n_{12} < 1$) je $\alpha_1 < \alpha_2$. Prostředí o větším absolutním indexu lomu nazýváme *opticky hustším*. Lze tedy říci, že při lomu z prostředí opticky řidšího do prostředí opticky hustšího se paprsek odchyluje směrem ke kolmici. Při lomu z prostředí opticky hustšího do prostředí opticky řidšího se paprsek naopak odchyluje směrem od kolmice.

Maximální možná hodnota úhlu α_2 je (v případě lomu od kolmice) $\frac{\pi}{2}$. Té odpovídá hodnota úhlu $\alpha_1 \equiv \alpha_m$, která plyne ze vztahu (1.2c)

$$\sin \alpha_m = \frac{N_2}{N_1} = n_{12} \;\; (< 1). \tag{1.4}$$

Tomuto úhlu říkáme *mezní úhel*, protože pro $\alpha_1 > \alpha_m$ nemůže již nastat lom a veškeré dopadající světlo se odráží. Tento jev se nazývá *totální reflexe* (úplný odraz).

Totální refraktometry

Totálními refraktometry nazýváme přístroje, které stanovují index lomu ze změřeného mezního úhlu. Princip měření indexu lomu je následující:

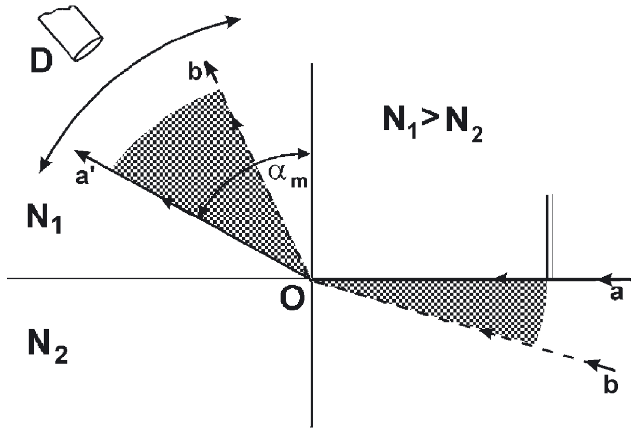
Máme dvě prostředí 1, 2, kde $N_1 > N_2$. Chceme-li zjistit relativní index lomu n_{21}, stačí změřit mezní úhel lomu α_m a ze vzorce

$$\sin \alpha_m = \frac{1}{n_{21}} \equiv \frac{N_2}{N_1} \tag{1.4a}$$

vypočítat hledaný relativní index lomu.

Princip měření mezního úhlu α_m je na obr. 1,3. Osvětlíme-li plošným zdrojem (monochromatického) světla ze strany prostředí 2 rovinné rozhraní obou prostředí svazkem paprsků ab dopadajících do bodu O, pak v důsledku toho, že $N_1 > N_2$ (a tedy existuje totální reflexe), se žádné lomené paprsky nemohou dostat mimo oblast vymezenou kuželovou plochou, jejíž vrchol je v bodě O a jejíž površky svírají s kolmicí úhel α_m. Totéž platí pro všechny body rozhraní obou prostředí. Dalekohled D

soustředí všechny rovnoběžné paprsky do jednoho bodu zorného pole. V důsledku toho vidíme zorné pole ostře rozdělené na světlou a tmavou část (obr. 1,3). Nastavením nitkového kříže dalekohledu na rozhraní pak můžeme odečíst z polohy dalekohledu úhel α_m.



Obr. 1,3 Princip měření mezního úhlu

Chceme-li zjistit absolutní index lomu opticky řidšího prostředí, tj. N_2, musíme znát hodnotu indexu lomu opticky hustšího prostředí N_1. Absolutní index lomu materiálu můžeme měřit např. následujícím způsobem. Necháme dopadat svazek monochromatického světla ze strany prostředí na jeho rozhraní s vakuem (vzduchem), viz obr. 1,4.

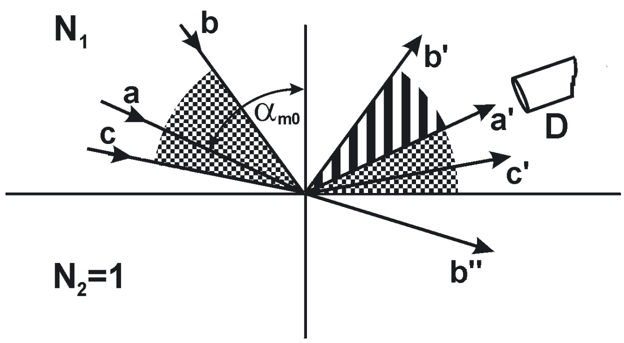
Osvětlíme rozhraní tak, aby některé paprsky dopadaly pod úhlem větším než mezní úhel α_{m0} (pro N_1 a vzduch) – viz paprsek c – a jiné pod úhlem menším – viz paprsek b. Kuželová plocha, jejíž površky (reprezentované paprskem a) svírají s kolmicí úhel α_{m0}, bude oddělovat paprsky c', které se odrážejí plnou intenzitou v důsledku totální reflexe, a paprsky b', které jsou zeslabeny, protože se částečně lomí. Použitím dalekohledu (stejně jako v předchozím případě) uvidíme rozhraní *světlo-polostín* a odečteme příslušný mezní úhel α_{m0}. Potom ze vztahu (1.4) plyne, že

$$\sin \alpha_{m0} = \frac{1}{N_1}. \tag{1.4b}$$

Kombinace vztahů (1.4*a,b*) nám umožní nalézt index lomu N_2 řidšího prostředí pomocí obou výše uvedených měření ze vztahu

$$N_2 = \frac{\sin \alpha_m}{\sin \alpha_{m0}}. \tag{1.5}$$

Je samozřejmé, že způsob měření naznačený na obr. 1,4 můžeme aplikovat i na případ, kdy $N_2 \neq 1$, $N_2 < N_1$. V tom případě získáme relativní index lomu n_{12} ze vztahu (1.4). Tohoto způsobu s výhodou využíváme při měření málo průhledných vzorků. S refraktometry pracujícími na principu totální reflexe se seznámíte v úloze 1.1 Měření indexu lomu refraktometry.



Obr. 1,4 Měření absolutního indexu lomu pomocí mezního úhlu