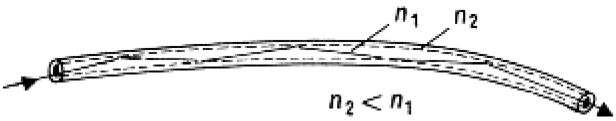
Optická vlákna

Na úplném odrazu světla jsou založeny také optická vlákna a vláknové vlnovody, které se využívají v optoelektronice a ve sdělovací technice. Základem vláknového vlnovodu je skleněné vlákno, jehož střední část má větší index lomu než obvodová vrstva (obr. 19). Světelný paprsek se na obvodové vrstvě úplně odráží a světlo se šíří po trajektorii dané tvarem vlákna.



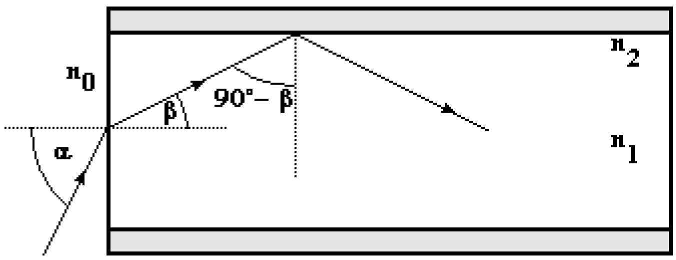
Obr. 19

Důležitou charakteristikou optického vlákna je tzv. **numerická apertura** optického vlákna. Jedná se o maximální úhel, pod jakým mohou světelné paprsky do optického vlákna dopadat tak, aby se jím mohly šířit. Index lomu jádra optického vlákna je přitom n_1, index lomu pláště vlákna je n_2 a index lomu okolního prostředí je n_0.

Situace je zakreslená na obr. 20. Světelný paprsek dopadá na optické vlákno pod úhlem α (úhel mezi dopadajícím paprskem a kolmicí dopadu) a láme se do jádra vlákna pod úhlem β. Přechod světelného paprsku z vnějšího prostředí do jádra vlákna je popsán Snellovým zákonem lomu ve tvaru $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{n_1}{n_0}$. Na plášť vlákna dopadá paprsek pod úhlem $90° - \beta$.

Hodnota úhlu dopadu, pod kterým dopadá paprsek světla na plášť vlákna, vyplývá ze součtu úhlů v trojúhelníku - zde dokonce v pravoúhlém. Kolmice dopadu pláště i jádra vlákna se protínají pod pravým úhlem (to je dáno tím, že jsme optické vlákno nahradili válcem) a spolu s paprskem, který dopadá na plášť vlákna, tvoří pravoúhlý trojúhelník. Pro jeho vnitřní úhly platí: $\beta + (90° - \beta) + 90° = 180°$, což je v pořádku.

Na plášti musí dojít k úplnému odrazu světla, aby se světlo mohlo šířit bez výraznějších ztrát dál vláknem. Proto lze tento úhel chápat jako mezní úhel dopadu a psát: $\sin(90° - \beta) = \frac{n_2}{n_1}$. S využitím vlastností goniometrických funkcí dostáváme $\cos\beta = \frac{n_2}{n_1}$.



Obr. 20

Dále lze na základě vztahu mezi funkcemi sinus a kosinus téhož argumentu psát $\sqrt{1-\sin^2\beta} = \frac{n_2}{n_1}$, z čehož po úpravě postupně dostaneme $\sin\beta = \sqrt{1-\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2} = \sqrt{\frac{n_1^2 - n_2^2}{n_1^2}} = \frac{1}{n_1}\sqrt{n_1^2 - n_2^2}$.

Správně bychom měli psát $|\sin\beta| = \frac{1}{n_1}\sqrt{n_1^2 - n_2^2}$, ale z fyzikálního hlediska se zajímáme pouze o úhly z intervalu $\langle 0; 90°\rangle$. Na tomto intervalu jsou funkce sinus i kosinus nezáporné, a proto není nutné absolutní hodnotu psát.

Po dosazení do Snellova zákona lomu dostáváme $\frac{\sin\alpha}{\frac{1}{n_1}\sqrt{n_1^2 - n_2^2}} = \frac{n_1}{n_0}$ a tedy $\sin\alpha = \frac{1}{n_0}\sqrt{n_1^2 - n_2^2}$.

Je-li úhel $90° - \beta$ mezním úhlem pro přechod světelného paprsku z prostředí jádra optického vlákna do jeho pláště, pak úplný odraz paprsku nastane pro úhly větší než je tento mezní úhel. Pokud se má ovšem úhel $90° - \beta$ zvětšovat, musí se úhel β zmenšovat. To znamená, že se zmenšuje i jeho sinus.

Pro úhly z intervalu $\langle 0; 90°\rangle$, které mají v této situaci fyzikální smysl, je totiž funkce sinus rostoucí.

Vzhledem k tomu, že $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{n_1}{n_0} = \text{konst.}$, musí se i sinus úhlu α zmenšovat. Proto se zmenšuje i samotný úhel α. Takže vztah $\sin\alpha = \frac{1}{n_0}\sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ platí pro maximální úhel, pod kterým mohou paprsky do optického vlákna dopadat.

Paprsky tedy mohou dopadat na optické vlákno pod maximálním úhlem α, pro který platí $\sin\alpha = \frac{1}{n_0}\sqrt{n_1^2 - n_2^2}$.

Světlo šířící se optickým vláknem podléhá Reyleighovu rozptylu a Ramanovu rozptylu, pomocí kterých lze optická vlákna i proměřovat.