4.5 Studium ohybových jevů v laserovém svazku

Důležité upozornění

Použitý laser je kontinuální helium-neonový laser třídy 2, původně určený pro zeměměřičské účely. Není přípustné hledět pouhým okem proti laserovému paprsku a to ani přes libovolnou soustavu čoček a ani z větší vzdálenosti. Je třeba nechat vždy laserový paprsek dopadat na stínítko a pozorovat stopu (u některých laserů vyšších tříd je toto vizuální pozorování přípustné jen s použitím ochranných brýlí).

Studium ohybových jevů

Konečné laterální rozměry laserového svazku způsobují, že průměr laserového svazku se s rostoucí vzdáleností od výstupního zrcadla laseru zvětšuje, což charakterizujeme tzv. divergencí svazku

$$d = \frac{D_2 - D_1}{v},$$

kde D_1 označuje průměr svazku v místě výstupního otvoru laseru a D_2 průměr svazku ve vzdálenosti v. V naprosté většině případů je intenzita světla v laserovém svazku symetrická podle osy svazku a lze ji dobře popsat Gaussovou funkcí $I(r) \sim I_0\, exp(-r^2/D^2)$, kde r je radiální souřadnice.

Z hlediska geometrické optiky si lze divergenci představit tak, jako by ve svazku existovaly paprsky různých směrů, vyplňující kužel s vrcholovým úhlem d. Přesně vzato ovšem hustota zářivého toku klesá směrem k okrajům svazku k nulové hodnotě pozvolna, nikoliv skokem. Potom je vhodné pro stanovení průměru svazku brát místo "okrajů" svazku např. místa, kde hustota zářivého toku poklesne na polovinu své hodnoty ve středu svazku. Minimální dosažitelná divergence d_m je dána ohybem světla a lze ji odhadnout jako

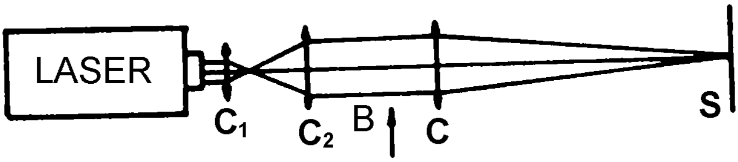
$$d_m \sim \frac{2\lambda}{D_1},$$

kde λ je vlnová délka generovaného světla.

Laser generuje světelný svazek v červené oblasti spektra ($\lambda = 632,8$ nm) o výkonu 2 mW, jehož průměr D_1 na výstupu z laseru bez dalších optických zařízení činí asi 1 mm. Divergence svazku je asi 2 mm/m - poněkud větší než minimální dosažitelná hodnota. S tímto svazkem lze přímo získat ohybové obrazce na štěrbině i mřížce. Při širší štěrbině jsou však difrakční obrazce zkresleny vlivem divergence svazku. U mřížky je toto zkreslení výraznější (ohybová maxima nejsou ostrá).

K odstranění této potíže je třeba zmenšit divergenci svazku. Docílí se toho užitím optického systému Adegon 50, který je našroubován do závitu přístroje místo krytky výstupního otvoru. Tento systém (obr. 4.5–1) představuje v podstatě Keplerův dalekohled se zvětšením Z (asi 6), obrácený okulárem C_1 k výstupnímu otvoru laseru. Je zřejmé, že se tímto způsobem Z-krát zmenší divergence svazku a rovněž Z-krát zvětší jeho průměr. Zaostřením systému na nekonečno provedeme užitím čočky C (obr. 4.5–1) se známou ohniskovou vzdáleností f. Systém Adegon zaostříme tak, aby se na stínítku S umístěném v ohniskové rovině čočky C vytvořil ostrý obraz laserového svazku. Umístíme-li v oblasti, označené B na obr. 4.5–1 mřížku, získáme na stínítku S

odpovídající Fraunhoferův ohybový obrazec (stručný popis Fraunhoferových a Fresnelových ohybových jevů podává kap. 4, odst. 4.6-4.8). Podobně lze zobrazit ohybový jev na štěrbině a na dvojité štěrbině. Obraz bude méně intenzivní, ale ostřejší než bez použití systému Adegon 50.



Obr. 4.5.–1 Uspořádání k získání ohybových obrazců

Pro lepší rozlišení jemnějších ohybových obrazců lze stínítko stočit tak, že světlo naň dopadá šikmo pod úhlem α (měřeným od kolmice k rovině stínítka). Přepočet naměřených vzdáleností na skutečné vzdálenosti měřené v kolmém směru k paprskům lze provést násobením činitelem $\cos\alpha$. Úhel snadno stanovíme například úhloměrem.

Teoretické odvození ohybových obrazců lze najít v [1]. Zde pouze zrekapitulujeme výsledky.

Ohybový obrazec Fraunhoferova ohybu $I(\varphi)$ na štěrbině o šířce b za předpokladu $\varphi \ll 1$ je úměrný výrazu

$$\left(\frac{\sin\left(\frac{\pi b}{\lambda}\varphi\right)}{\left(\frac{\pi b}{\lambda}\varphi\right)}\right)^2. \tag{1}$$

Průběh je znázorněn na obr. 4.5–2 křivkou a), minimální intenzita odpovídá úhlům

$$\varphi \doteq \sin\varphi = \frac{k\lambda}{b}\,, \qquad k \text{ je celé číslo.} \tag{2}$$

Pro dvojici štěrbin šířky b, je-li vzdálenost jejich středů a, je třeba výraz (1) násobit ještě výrazem

$$\cos^2\left(\frac{\pi a}{\lambda}\varphi\right). \tag{3}$$

Výsledný průběh je na obr. 4.5–2 jako křivka b). Kromě minim intenzity daných vztahem (2) přistupují další minima daná podmínkou

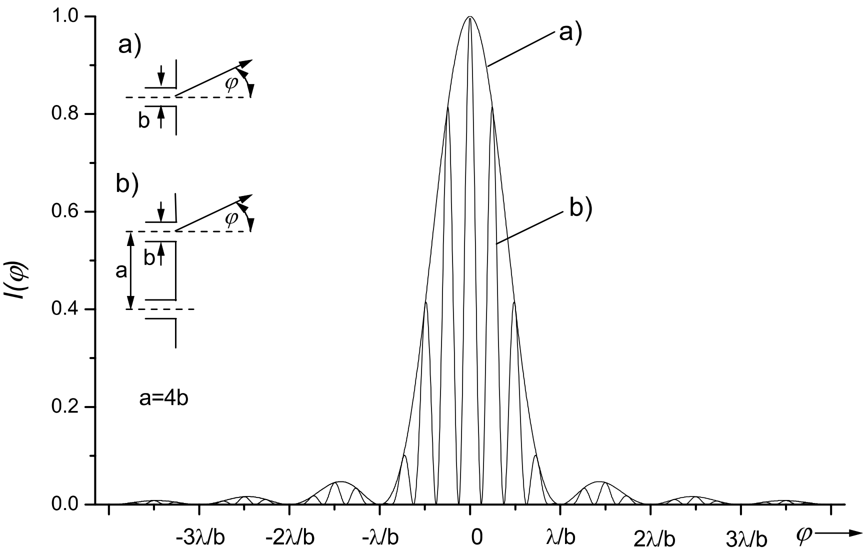
$$\varphi = \frac{(2k+1)\lambda}{2a}\,, \qquad k \text{ je celé číslo.} \tag{4}$$

Mřížka s mřížkovou konstantou a dává ostrá hlavní maxima pro úhly splňující

$$\varphi \doteq \sin\varphi = \frac{k\lambda}{a}\,, \qquad k \text{ je celé číslo.} \tag{5}$$

Literatura

[1] E. Klier: Optika, skriptum SPN, Praha 1978.



Obr. 4.5–2 Rozdělení intenzity světla při Fraunhoferově ohybu na jedné štěrbině (a) a na dvouštěrbině (b)