Ohyb světla na štěrbině

Na štěrbinu šířky *b* necháme dopadat kolmo rovnoběžný svazek monofrekvenčního světla o vlnové délce λ.

Aby byl jev dobře pozorovatelný, musí mít štěrbina rozměr srovnatelný s vlnovou délkou světla. Takové štěrbiny se špatně realizují v praxi. Ale vytvořit v praxi optickou mřížku, která je tvořena sadou několika (resp. několika desítek nebo dokonce stovek) štěrbin, je už jednodušší.

Dopadne-li světlo na štěrbinu, bude se šířit za ní na základě Huygensova principu. Z každého bodu se bude světlo šířit v elementárních vlnoplochách - tj. bude se šířit všemi směry. Na obr. 61 jsou vyznačeny dvě vlny (resp. dva paprsky), které vycházejí z krajních bodů štěrbiny a které dopadají do jednoho bodu (do bodu *A*) na stínítku. V bodě *A* pak dochází k interferenci obou vln; jestli vznikne interferenční maximum nebo minimum, záleží na dráhovém rozdílu obou vln.

Další úvahy budou prováděny pro tento vybraný směr šíření světla za štěrbinou.

V rovinné vlnoploše *KM*, která je kolmá na směr šíření světla (viz obr. 61), mají jednotlivé vlny svazku různou fázi v závislosti na dráze, kterou urazily. Dráhový rozdíl mezi vlnou, která se šíří z bodu *K* (jeden krajní bod štěrbiny), a vlnou, která se šíří z bodu *L* (druhý krajní bod štěrbiny), je Δl. Potom dráhový rozdíl vlny, která se šíří z bodu L' (střed štěrbiny), a vlnou šířící se z bodu *K* je $\frac{\Delta l}{2}$. Dráhový rozdíl vlny vycházející z určitého bodu štěrbiny a vlny vycházející z bodu *K* roste lineárně v závislosti na vzdálenosti daného bodu od bodu *K*.

Např. vlna vycházející z bodu, který je od bodu *K* vzdálen o čtvrtinu šířky štěrbiny, je oproti vlně vycházející z bodu *K* posunuta o čtvrtinu posunu Δl.

Tak ale lze najít ke každé vlně *v* šířící se z bodů štěrbiny mezi *K* a L' vlnu v' šířící se z prostoru štěrbiny mezi body L' a *L*, která je vzdálená od *v* přesně o polovinu šířky štěrbiny a která je oproti *v* dráhově zpožděná o $\frac{\Delta l}{2}$. Všechny vlny se tedy při interferenci navzájem vyruší tehdy, bude-li tento dráhový rozdíl $\frac{\Delta l}{2}$ roven lichému počtu půlvln. To ovšem znamená, že celý dráhový rozdíl Δl je roven sudému počtu půlvln, tedy celočíselnému násobku vlnové délky.

Násobíme-li liché číslo dvěma, dostaneme číslo sudé!

Dostáváme tedy: $\Delta l = k\lambda$, kde *k* je celé číslo.

Nyní zbývá určit dráhový rozdíl Δl. Abychom si úlohu matematicky nekomplikovali, necháme dopadat světlo, které projde štěrbinou, na stínítko v takové vzdálenosti *d*, která je výrazně větší než šířka štěrbiny *b* (tj. $d \gg b$) - viz obr. 61.

Výrazně větší vzdálenost *d* ve srovnání se šířkou štěrbiny *b* znamená, že *d* bude řádově v decimetrech až metrech. V tom případě bude *d* větší $10^5 - 10^7$ krát.

Pozor!!! Právě zmíněný poměr není na obr. 61 dodržen!!! Proto budou některé další úvahy vypadat možná nepřirozeně, ale v uvedeném kontextu jsou v pořádku.

V tomto případě totiž budou úhly α a α_1 skoro stejné a proto je možné směry šíření obou zakreslených vln považovat za navzájem rovnoběžné.

Poznámka: Úhly jsou přitom měřeny tak, jak je zvykem v matematice: od vodorovné čerchované osy proti směru chodu hodinových ručiček jsou kladné, po směru chodu hodinových ručiček jsou záporné.

Z toho vyplývá, že oba zakreslené paprsky, které reprezentují šířící se vlny, budou i skoro stejně dlouhé.

Dráhový rozdíl $l - l_1$ obou vln je tak dán pouze vzdáleností Δl.

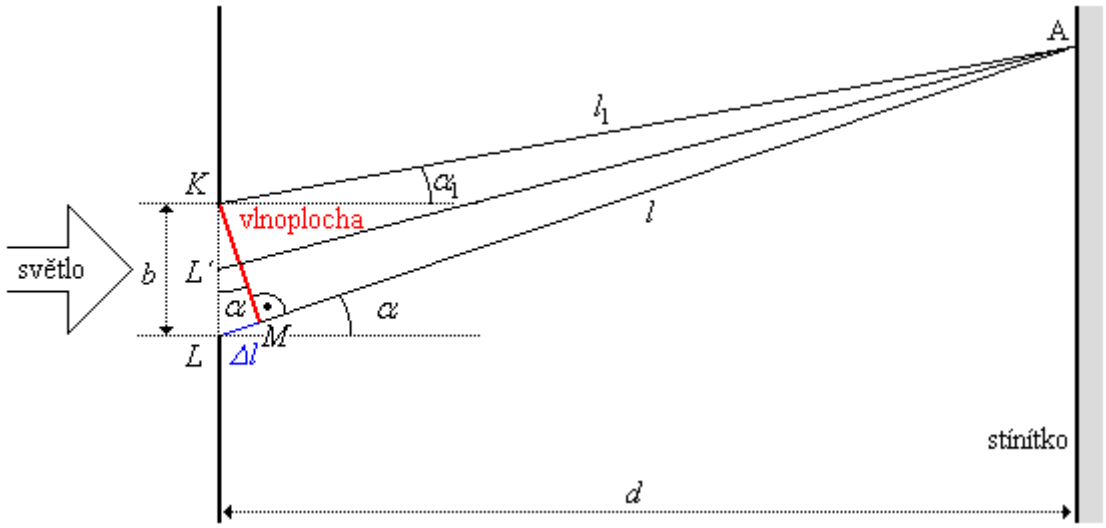
Vzdálenost Δl je určena na základě vlnoplochy (v tomto případě) obou uvažovaných vln. Uvažujeme-li $d \gg b$, pak se šíří obě vlny navzájem rovnoběžně. Proto vlnoplocha zobrazená na obr.

61 je vlnoplochou obou vln.

Podle obr. 61 platí $\sin\alpha = \frac{\Delta l}{b}$ a tedy $\Delta l = b\sin\alpha$.

Výše jsme odvodili podmínku, kdy nastane interferenční zeslabení světla (vznikne interferenční minimum) v bodě *A*: $\Delta l = k\lambda$ (kde $k \in \mathbb{Z}$). S využitím právě odvozeného dostáváme tedy podmínku pro vznik interferenčních minim ve tvaru $b\sin\alpha_k = k\lambda$ (kde $k \in \mathbb{Z}$).

Interferenční maxima vznikají mezi právě popsanými interferenčními minimy, tj. jsou popsána podmínkou $b\sin\alpha_k = (2k+1)\frac{\lambda}{2}$ (kde $k \in \mathbb{Z}$).

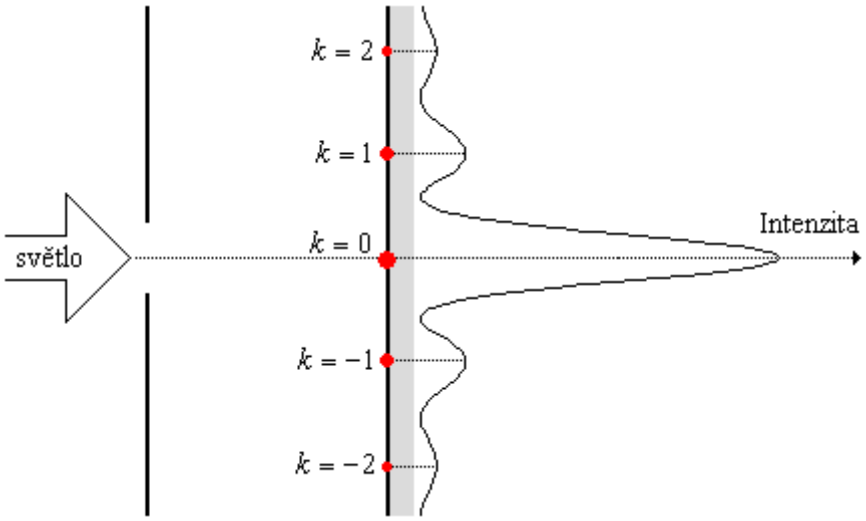


Obr. 61

Skutečně zde je $k \in \mathbb{Z}$, tedy *k* vybíráme z množiny celých čísel. Ohybový obrazec (interferenční obrazec), který vznikne na stínítku je totiž symetrický podle osy štěrbiny, která interferenci způsobila. Určíme-li tedy směr (pomocí úhlu α), ve kterém nastává interferenční zesílení použitého světla, víme, že tutéž podmínku splňuje i úhel $-\alpha$.

To matematicky vyplývá z faktu, že funkce sinus je lichá.

Na obr. 62 je rozdělení maxim na stínítku vidět. Zároveň je na tomto obrázku zobrazen průběh intenzity světla v závislosti na vzdálenosti od nultého maxima. S rostoucím řádem maxima (tj. s rostoucí absolutní hodnotou *k*) klesá intenzita daného maxima.



Obr. 62

Vlivem ohybu světla vzniká na stínítku ohybový obrazec, v jehož středu je nulté interferenční maximum a po obou stranách se střídají interferenční minima a interferenční maxima. Jejich rozložení závisí na šířce štěrbiny a na vlnové délce světla. Bude-li při dané vlnové délce štěrbina užší, bude větší vzdálenost mezi interferenčními minimy stejného řádu. Tedy **užší štěrbina způsobuje výraznější ohyb světla**.

Ohyb světla ovlivňuje i zobrazování velmi malých předmětů. Proto se velmi malý bodový objekt nezobrazí v mikroskopu jako bod, ale jako světlý kroužek obklopený soustřednými tmavými a světlými kroužky. Proto má zvětšování obrazu v mikroskopu svojí hranici, za níž není možné rozlišit detaily sledovaného objektu; jeho obraz se pak jeví rozmazaný a neostrý. Vlnovými vlastnostmi je tedy omezena **rozlišovací schopnost** optických přístrojů. Obecně platí, že dva body rozlišíme při pozorování jako oddělené při takové nejmenší vzdálenosti, při níž nulté maximum jednoho bodu splyne s prvním minimem druhého bodu. Při menší vzdálenosti oba body splývají a vidíme je jako bod jediný. Rozlišovací schopnost přístroje je tím větší, čím kratší je vlnová délka použitého světla.

Proto se také v moderních mikroskopech, která se využívají ke studiu velmi malých objektů (viry, molekuly, ...) používají místo světla svazky urychlených elektronů. Ty za určitých podmínek vykazují vlnové vlastnosti a proto je lze použít právě v tzv. elektronových mikroskopech.

© Encyklopedie Fyziky (http://fyzika.jreichl.com); Jaroslav Reichl, Martin Všetička
Licence http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/ zakazuje úpravy a komerční distribuci.