

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 štěrbinová rozměra srovnatelná s vlnovou délkou světla. Takové štěrbinové 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 štěrbinové 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 štěrbinové), a vlnou, která se šíří z bodu L (druhý krajní bod štěrbinové), je Δl . Potom dráhový rozdíl vlny, která se šíří z bodu L' (střed štěrbinové), a vlnou šířící se z bodu K je $\frac{\Delta l}{2}$. Dráhový rozdíl vlny vycházející z určitého bodu štěrbinové 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 štěrbinové, je oproti vlně vycházející z bodu K posunuta o čtvrtinu posunu Δl .

Tak ale lze najít ke každé vlně v šířící se z bodů štěrbinové mezi K a L' vlnu v' šířící se z prostoru štěrbinové mezi body L' a L , která je vzdálená od v přesně o polovinu šířky štěrbinové 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 štěrbinové b (tj. $d \gg b$) - viz obr. 61.

Výrazně větší vzdálenost d ve srovnání se šířkou štěrbinové 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 .

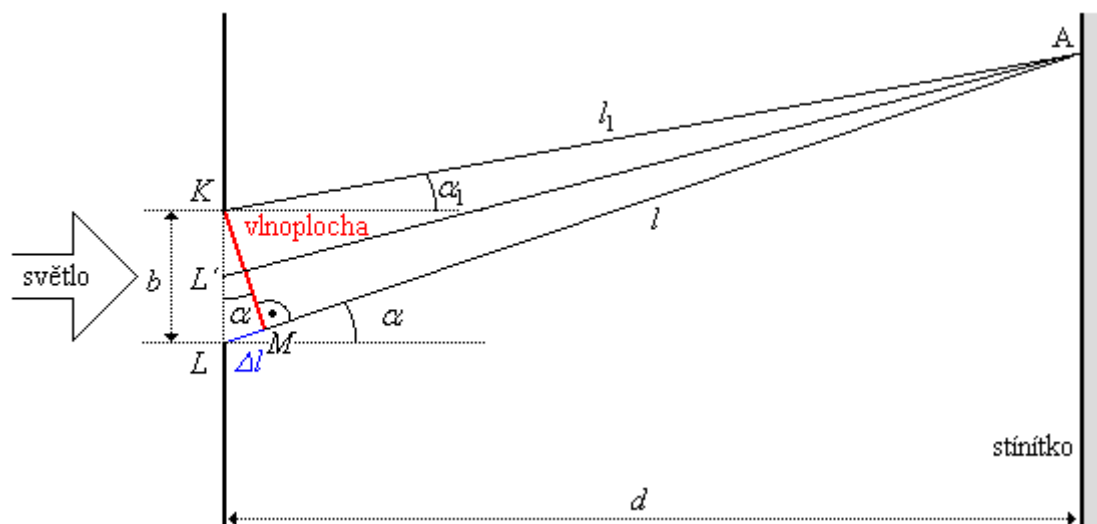
Vzdálenost Δl je určena na základě [vlnoplochy](#) (v tomto případě) obou uvažovaných vln. Uvažujeme-li $d \gg b$, pak se šíří obě vlny navzájem rovnoběžně. Proto vlnoplocha zobrazená na obr.

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 $k \in \mathbb{Z}$).

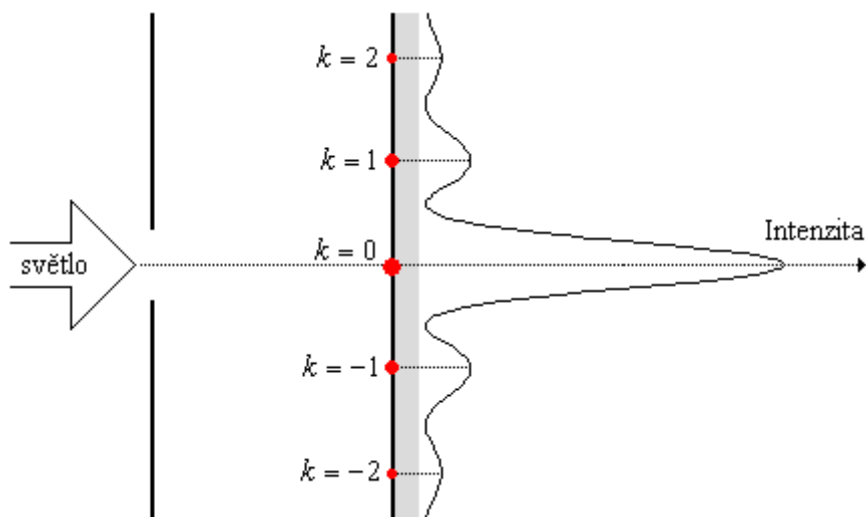


Obr. 61

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 štěrby, 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 štěrbině a na vlnové délce světla. Bude-li při dané vlnové délce štěrbině užší, bude větší vzdálenost mezi interferenčními minimy stejného řádu. Tedy **užší štěrbině 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.