

Interference a difrakce světla

Abstrakt: Viditelné světlo je elektromagnetické vlnění o vlnové délce 400 až 700 nm. Klíčovou vlastností elektromagnetického vlnění je princip superpozice. Ten se projevuje jevy zvanými interference a difrakce, které potvrzují vlnovou povahu světla.

1 Pracovní úkoly

1. **DÚ:** Ve vztazích (9), (13) a (18) vyjádřete $\sin \vartheta$ pomocí polohy maxima/minima od středu a uražené dráhy laserového paprsku.
2. Změřte průměr tří nejmenších kruhových otvorů užitím Fraunhoferovy difrakce světla a s pomocí měřicího mikroskopu a výsledky srovnajte. Odhadněte chybu měření šířky štěrbinového mikroskopem. Pro který průměr kruhového otvoru je přesnější měření interferencí a pro který mikroskopem?
3. Změřte 10 různých šířek štěrbinového mikroskopem užitím Fraunhoferovy difrakce světla a srovnajte s hodnotou na mikrometrickém šroubu. Pro jaké šířky štěrbinového mikroskopem je výhodnější měření interferencí a pro jaké mikrometrickým šroubem?
4. Změřte mřížkovou konstantu optické mřížky a srovnajte s hodnotou uvedenou na mřížce.
5. Sestavte Michelsonův interferometr a změřte vlnovou délku laserového svazku.

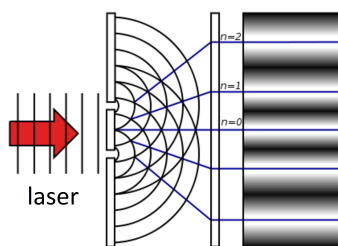
2 Pomůcky

Pomůcky: Železná deska s magnetickými stojánky, He-Ne laser (633 nm, 5 mW), 2 zrcadla na stojánku, optická lavice s jezdcí, 2 spojky (+50, +200), rozptylka (-100), sada kruhových otvorů, nastavitelná štěrbinová mikrometrickým šroubem, stojan na mřížku, optická mřížka, stínítko na zdi, stínítko, držák na stínítko a kruhové otvory, pásmové měřidlo (5 m), pravítko 20 cm a 30 cm, měřicí mikroskop, Abbeho kostka, rovinné zrcadlo s mikrometrickým šroubem, rovinné zrcadlo, provázek.

3 Základní pojmy a vztahy

Díky linearitě Maxwellových rovnic ve vakuu (a z nich plynoucích vlnových rovnic) platí princip superpozice: lineární kombinace vln je též řešením, speciálně jejich součet a rozdíl. To se projevuje tzv. interferenčními jevy. Dělíme je na:

- **interferenci** – skládání vln z diskretních bodových zdrojů. Typickým příkladem je Youngův pokus (dvojštěrbinový experiment, Obr. 1) – obě štěrbinové předstávají bodové zdroje.
- **difrakci** – skládání vln ze spojitě rozložených zdrojů. Typickým projevem je difrakce na otvoru konečných rozměrů (Obr. 3). Otvor již není možné aproximovat bodovým zdrojem, jedná se o nekonečné množství spojitě rozložených zdrojů.

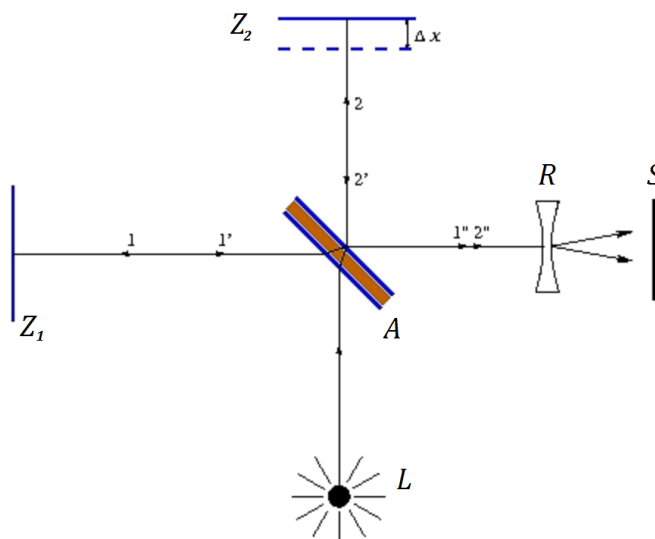


Obr. 1: Interference, Youngův pokus. Laserový svazek dopadá na dvojici úzkých štěrbin a rozdělí se na dvě vlny se stejnou fází, které vzájemně interferují. Na stínítku za štěrbinami vzniká typický interferenční obrazec. [5, upraveno]

V obou případech však nejsme schopni v libovolném bodě změřit konkrétní hodnotu elektrického pole E , neboť je obecně komplexní, nýbrž měříme jeho intenzitu $I \sim \langle E^2 \rangle$.

3.1 Michelsonův interferometr

V popisu teorie začneme netradičně od poslední úlohy, neboť právě na Michelsonově interferometru (Obr. 2) se dobře ilustruje interference.



Obr. 2: Michelsonův interferometr. L je laser, A je Abbeho kostka (dělič svazku), Z_1 je pevné zrcadlo, Z_2 je posuvné zrcadlo, R je rozptylka, S stínítko, Δx je posunutí zrcadla Z_2 , svazky 1, 2 jsou před dopadem na zrcadla a $1', 2'$ po odrazu ze zrcadel a $1'', 2''$ po sloučení.

Michelsonův interferometr funguje na následujícím principu: Laserový svazek rozdělíme Abbeho kostkou na dva kolmé svazky. Každý z těchto svazků se odrazí od zrcadla a po opětovném dopadu na dělič se sloučí v jeden svazek. Na stínítku se ukáže kruhový průmět laserového svazku. Interference se projeví tak, že na tomto kruhu zobrazí čáry odpovídající interferenčním maximům a minimům (Obr. 1). Odvodíme nyní podmínku pro vznik těchto čar.

Předpokládejme dokonalý odraz, stejnou amplitudu E_0 , vlnovou délku λ , úhlovou frekvenci ω , fázi φ a lineární polarizaci obou svazků v téže rovině, pak jsou elektrická pole E_1, E_2 svazků na stínítku S tvaru

$$E_1|_S = E_1(l_1, t) = E_0 \cos(\omega t - kl_1 + \varphi) \quad \text{a} \quad E_2|_S = E_2(l_2, t) = E_0 \cos(\omega t - kl_2 + \varphi), \quad (1)$$

kde $k = 2\pi/\lambda$ je vlnové číslo, t je čas dopadu a l_1 a l_2 jsou dráhy prvního a druhého svazku. Pro intenzitu záření I na stínítku S platí z principu superpozice

$$I|_S = \langle (E_1 + E_2)^2 \rangle = \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle + 2\langle E_1 E_2 \rangle = I_1 + I_2 + I_{\text{int}}, \quad (2)$$

kde uvažujeme střední hodnotu přes periodu a pro jednoduchost vynecháváme argumenty funkcí. Právě poslední člen vede k interferenčnímu jevu. Jeho rozepsáním získáme

$$I_{\text{int}} = 2E_0^2 \langle \cos(\omega t - kl_1 + \varphi) \cos(\omega t - kl_2 + \varphi) \rangle = E_0^2 \cos[k(l_2 - l_1)], \quad (3)$$

kde jsme v posledním kroku užili několik vlastností goniometrických funkcí.¹ Mohou nastat dvě krajní možnosti:

- Interferenční člen je maximální, pokud pro argument \cos platí

$$k(l_2 - l_1) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta l = 2n\pi \quad \implies \quad \Delta l = 2n \cdot \frac{\lambda}{2}, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (4)$$

Dráhový rozdíl $\Delta l = l_2 - l_1$ je tedy roven sudému počtu půlvln interferujících vlnění. Vlny budou ve fázi, dojde ke konstruktivní superpozici a vznikne interferenční maximum.

- Interferenční člen je minimální (záporný), pokud pro argument \cos platí

$$k(l_2 - l_1) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta l = (2n + 1)\pi \quad \implies \quad \Delta l = (2n + 1) \cdot \frac{\lambda}{2} \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (5)$$

Dráhový rozdíl Δl je tedy roven lichému počtu půlvln. Vlny se setkají s opačnou fází, dojde k destruktivní superpozici a vznikne interferenční minimum.

V případě Michelsonova interferometru je dráhový rozdíl Δl dvojnásobkem posunu zrcadla Z_2 o vzdálenost Δx . V případě maxim tedy ze vztahu (4) platí pro vlnovou délku laseru vztah

$$\lambda = \frac{\Delta l}{n} = \frac{2\Delta x}{n}. \quad (6)$$

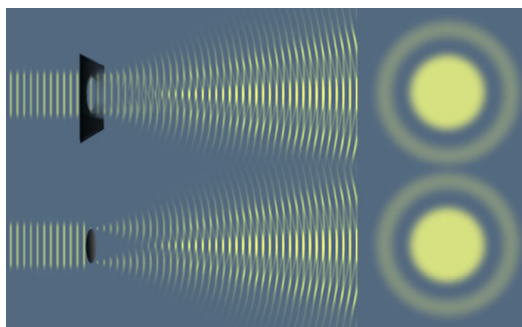
Historický význam Michelsonova interferometru spočívá ve slavném Michelsonově-Morleyově experimentu (1887), jehož cílem bylo změřit vliv éteru na rychlost světla. Překvapivě se však existence éteru nepotvrdila, což v důsledku podnítilo vznik speciální teorie relativity na začátku 20. století.²

¹Součinový vzorec $2 \cos(a) \cos(b) = \cos(a+b) + \cos(a-b)$. Při středování přes periodu je člen $\cos(a+b)$ nulový a člen $\cos(a-b)$ v čase konstantní, tedy $\langle \cos(a+b) \rangle = 0$ a $\langle \cos(a-b) \rangle = \cos(a-b)$.

²Michelsonův interferometr je též základem experimentu LIGO, který v roce 2016 potvrdil existenci gravitačních vln. Ty byly předpovězeny pro změnu obecnou teorií relativity.

3.2 Babinetův princip

Zásadní roli při odvozování hraje **Babinetův doplňkový princip**: v místech, kde je pro elektromagnetické vlnění nepropustný materiál, se generuje opačné pole, které ruší pole dopadajících vln. Postavíme-li do cesty světlu překážku, pak se sama stává zdrojem (virtuálním). Tedy otvor tvoří stejný difrakční obrazec, jako překážka o stejném tvaru (plošný doplněk otvoru) (Obr. 3).



Obr. 3: Difrakce na kruhovém otvoru a Babinetův doplňkový princip. Projde-li světelná vlnoplocha předmětem, ohýbá se okolo jeho okrajů a dostane se oblasti geometrického stínu předmětu. Vzniklý difrakční obrazec (tzv. Airyho disk) je stejný v případě kruhového otvoru i kruhové překážky. [4, upraveno]

Označme L_z vzdálenost otvoru od zdroje a L_d vzdálenost otvoru od stínítka. Rozlišujeme dva druhy difrakce:

- **Fresnelova difrakce** – alespoň jedna ze vzdáleností L_z , L_d není asymptotická. Difrakční obrazec představuje rozložení intenzity světla jako funkci polohy.
- **Fraunhoferova difrakce** – pro obě vzdálenosti $L_d \rightarrow +\infty$, $L_z \rightarrow +\infty$. Difrakční obrazec představuje rozložení intenzity jako funkci směru.

Experimentální uspořádání se bude vždy blížit Fraunhoferově difrakci. Krom toho, že je snazší na realizaci, poskytuje i jednodušší teoretický popis. Díky podmínce $L \rightarrow +\infty$ jsou všechny paprsky od zdroje k otvoru rovnoběžné a analogicky i od otvoru ke stínítku. To umožňuje směr paprsků parametrizovat pomocí téhož úhlu.

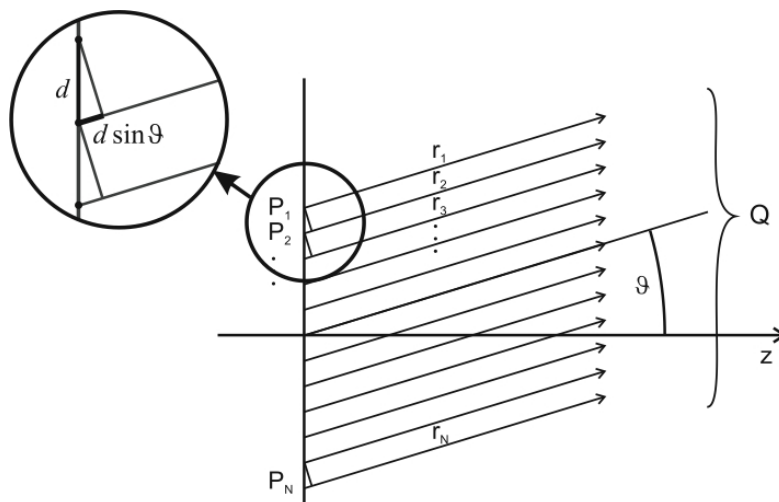
V praxi postačí splnit podmínku

$$L_i \lambda \gg d^2, \quad (7)$$

kde $L = L_d$ nebo L_z , d je rozměr otvoru a λ vlnová délka světla.

3.3 Difrakce na mřížce

Optická mřížka je obvykle skleněná destička s nanesenou měkkou vrstvou, do níž jsou diamantem vyryty rovnoběžné vrypy o stejné šířce a stejné vzájemné vzdálenosti středů sousedních vrypů d (tzv. **mřížková konstanta**).



Obr. 4: Interference vln na mřížce. Mřížka obsahuje N vrypů P_1, P_2, \dots, P_N . d je mřížková konstanta, ϑ je úhel, pod nímž vycházejí paprsky z mřížky a Q je bod pozorování. [1]

Dle Babinetova principu považujeme jednotlivé vrypy za zdroje (Obr. 4). Z těchto zdrojů se budou šířit cylindrické vlny se stejnou amplitudou, fází a úhlovou frekvencí. V bodě pozorování Q (tj. pod úhlem ϑ) budeme měřit intenzitu I a vztáhneme ji k intenzitě centrálního maxima I_0 (pro $\vartheta = 0$).

Tato bezrozměrná relativní intenzita I/I_0 v bodě Q splňuje vztah³

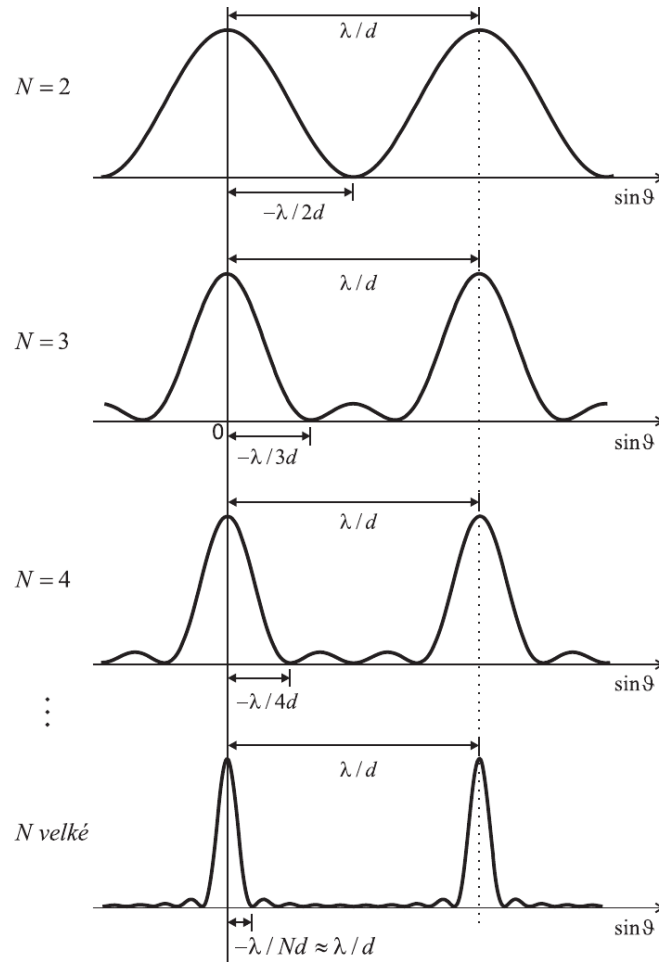
$$\frac{I}{I_0} \Big|_Q = \left(\frac{\sin\left(\frac{1}{2}Nkd \sin \vartheta\right)}{\sin\left(\frac{1}{2}kd \sin \vartheta\right)} \right)^2 = \left(\frac{\sin(Nx)}{\sin x} \right)^2, \quad (8)$$

kde jsme označili $x = \frac{1}{2}kd \sin \vartheta$ a $k = 2\pi/\lambda$ je vlnové číslo. Relativní intenzita I/I_0 je zřejmě periodická v proměnné $\sin \vartheta$ (Obr. 5) a nabývá interferenčních maxim v bodech, kde $I/I_0 = 1$, odkud po úpravě získáme podmínku

$$\sin \vartheta_{\max} = \frac{m\lambda}{d}, \quad \text{kde } m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \left\lfloor \frac{d}{\lambda} \right\rfloor. \quad (9)$$

Mluvíme o centrálním (nultém) maximu pro $m = 0$ (tj. $\vartheta = 0$) a o prvním, druhém atd. maximu pro $m = 1, 2, \dots$

³Odvození v [1, str. 108–110].



Obr. 5: Relativn\u00ed intenzita I/I_0 (svisl\u00e1 osa) jako funkce $\sin \vartheta$ pro $N = 2, 3, 4$ a N velk\u00e9 (8). λ je vlnov\u00e1 d\u00e9lka laseru, d je m\u00ed\u017e\u00edtkov\u00e1 konstanta. Vyzna\u00e7eno prv\u00ed minimum a vzd\u00e1lenost dvou maxim. [1, upraveno]

Interferen\u00e7n\u00ed minima nast\u00e1vaj\u00ed v nulov\u00fdch bodech intenzity. Hled\u00e1me tedy takov\u00e9 hodnoty Nx , pro n\u011b\u017e je $\sin(Nx) = 0$. Nenulov\u00e9 ko\u0159eny jsou $Nx = \pm m\pi$, kde $|m| \geq 1$, odkud pro \u00fahel minima ϑ_{\min} plyne

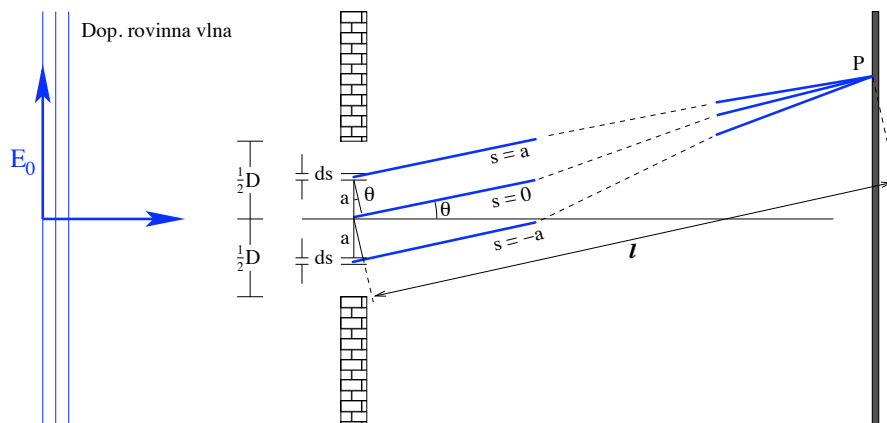
$$\sin \vartheta_{\min} = \frac{m\lambda}{Nd}, \quad \text{kde} \quad m = \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \left\lfloor \frac{Nd}{\lambda} \right\rfloor, \quad (10)$$

jin\u00fdmi slovy, \u010d\u00edm je po\u010det vryp\u016f N v\u011bt\u0161\u00ed, t\u00edm jsou maxima ost\u0159ej\u0161\u00ed⁴ (Obr. 5). Speci\u00e1ln\u011b pro p\u0159\u00edpad $m = 1$ se p\u0159\u00edslu\u0161n\u00fd \u00fahel naz\u00fdv\u00e1 **\u00fahlov\u00e1 \u0161\u00ed\u017eka maxima** a zna\u010d\u00ed se δ .

⁴Tohoto faktu se vyu\u017e\u00edv\u00e1 p\u0159i spektr\u00e1ln\u00edm rozkladu sv\u011btla (Rayleighovo krit\u00e9rium), kter\u00fd zde v\u0161ak neuva\u017eu\u00edme.

3.4 Difrakce na štěrbině

Předpokládáme, že na štěrbinu konečné šířky D dopadají rovinné vlny monochromatického světla se stejnou amplitudou. Pomocí Babinetova principu lze štěrbinu nahradit soustavou zdrojů šířky ds , které jsou spojitě rozloženy v ploše štěrbiny a vyzářují se stejnou fází (Obr. 6).



Obr. 6: Fraunhoferova difrakce světla na štěrbině konečné šířky D . Bod pozorování P se nachází pod úhlem θ .

Tato situace je tedy ekvivalentní soustavě N ekvidistantních zdrojů pro $N \rightarrow \infty$, neboli spojitým analogem optické mřížky. Pro šířku štěrbiny platí $D \doteq Nd$ (počet vrypů násobený mřížkovou konstantou).

Stačí toto dosadit do vztahu (8) a provést následující limitní přechod⁵, čímž vyloučíme závislost na N :

$$\frac{I}{I_0} \Big|_Q = \lim_{N \rightarrow \infty} \left(\frac{\sin \left(\frac{1}{2} k D \sin \vartheta \right)}{\sin \left(\frac{1}{2} k \frac{D}{N} \sin \vartheta \right)} \right)^2 = \left(\frac{\sin \left(\frac{1}{2} k D \sin \vartheta \right)}{\frac{1}{2} k D \sin \vartheta} \right)^2 = \left(\frac{\sin z}{z} \right)^2, \quad (11)$$

kde jsme označili

$$z = \frac{1}{2} k D \sin \vartheta = \frac{\pi D}{\lambda} \sin \vartheta. \quad (12)$$

Na rozdíl od (8) však relativní intenzita I/I_0 není periodická v proměnné $\sin \vartheta$. Zůstává pouze centrální maximum se středem $\vartheta = 0$ a prakticky stejným průběhem jako u mřížky s N vrypů. Stejným způsobem jako v předchozí kapitole získáme podmínku pro úhel minima ϑ_{\min} (Obr. 7):

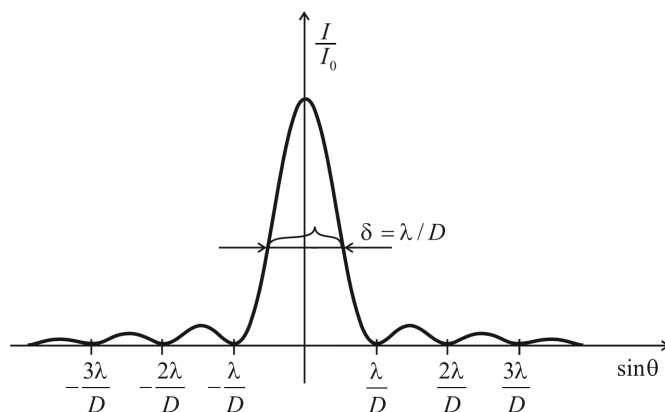
$$\sin \vartheta_{\min} = \frac{m\lambda}{D}, \quad \text{kde } m = \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \left\lfloor \frac{D}{\lambda} \right\rfloor. \quad (13)$$

Je-li $m = 1$, získáme úhlovou šířku maxima δ (Obr. 7). Pro $\lambda \ll D$ pro ni platí

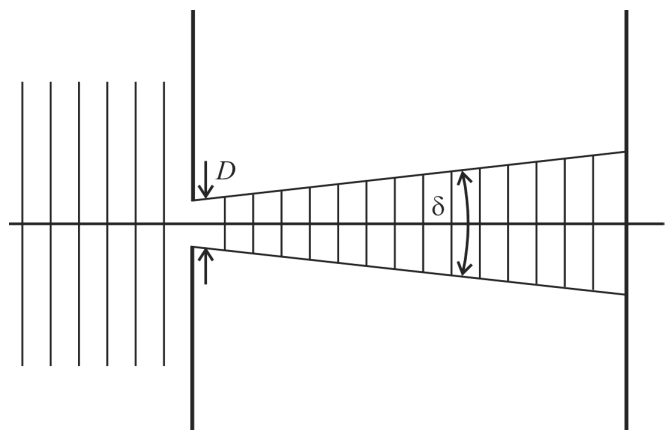
$$\delta = \arcsin \frac{\lambda}{D} \approx \frac{\lambda}{D}. \quad (14)$$

⁵Odvození v [1, str. 113]. V teorii zpracování signálu se často funkce $\frac{\sin x}{x}$ označuje jako sinc x .

Důsledkem tohoto vztahu je tzv. **difrakční rozbíhavost**: postavíme-li světlu do cesty štěrbinu (dojde k prostorovému omezení svazku), vlnový vektor \vec{k} nebude mít stálý směr jako před štěrbinou – za štěrbinou bude mířit do kuželovité oblasti vymezené intervalem $\langle -\frac{\delta}{2}; +\frac{\delta}{2} \rangle$ (Obr. 8) a nikoli do válcové oblasti šířky D , jak by napovídala intuice.



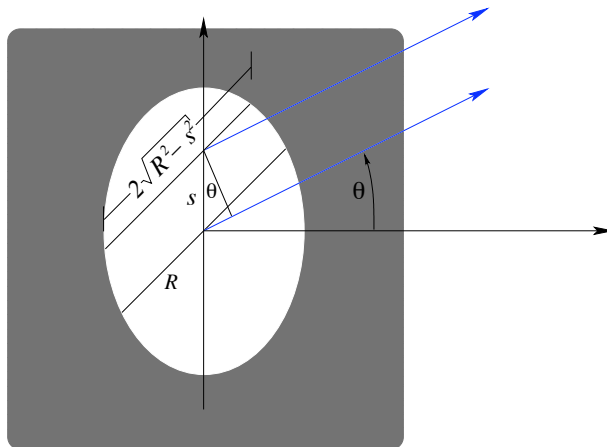
Obr. 7: Relativní intenzita (11) v závislosti na úhlu $\sin \vartheta$ na stínítku po průchodu světla vlnové délky λ štěrbinou šířky D . Vyznačena úhlová šířka δ a minima intenzity. [1, upraveno]



Obr. 8: Difrakční rozbíhavost na štěrbině šířky D . Převážná část intenzity je vyzařována do oblasti o úhlové šířce $\delta \approx \lambda/D$. [1]

3.5 Difrakce na kruhovém otvoru

Podobně jako u štěrbin konečné šířky si můžeme kruhový otvor představit jako nekonečně mnoho štěrbin, jejichž šířka se řídí funkcí $2\sqrt{R^2 - s^2}$, kde s je vzdálenost od středu a $R = D/2$ poloměr kruhového otvoru (Obr. 9).



Obr. 9: Difrakce na kruhovém otvoru o poloměru R . Otvor se skládá z nekonečného množství tenkých štěrbin o šířce $2\sqrt{R^2 - s^2}$, kde s je vzdálenost od středu. Bod pozorování se nachází ve směru modrých šipek pod úhlem θ .

Při výpočtu relativní intenzity s použitím Babinetova principu dojdeme⁶ ke vztahu

$$\frac{I}{I_0} \Big|_Q = \left(\frac{2J_1\left(\frac{1}{2}kD \sin \vartheta\right)}{\frac{1}{2}kD \sin \vartheta} \right)^2 = \left(\frac{2J_1(z)}{z} \right)^2, \quad (15)$$

kde z je (12) a $J_1(z)$ je Besselova funkce prvního druhu⁷. Porovnáním se vztahem pro štěrbinu (11) vidíme, že pro kruhový otvor byla pouze nahrazena funkce $\sin(z)$ za $2J_1(z)$.

Obecně lze Besselovy funkce $J_n(z)$ zapsat v integrálním tvaru jako

$$J_n(z) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cos(n\tau - z \sin \tau) d\tau. \quad (16)$$

Pro získání interferenčních minim je třeba najít taková z , pro něž $J_1(z) = 0$. Ačkoliv integrál (16) konverguje, nemá primitivní funkci – kořeny Besselovy funkce $J_1(z)$ je třeba nalézt numerickými metodami. První tři kořeny (s přesností na čtyři desetinná místa, [3]) jsou

$$z_1 = 3,8317 = 1,219 \pi, \quad z_2 = 7,0156 = 2,233 \pi, \quad z_3 = 10,1735 = 3,238 \pi. \quad (17)$$

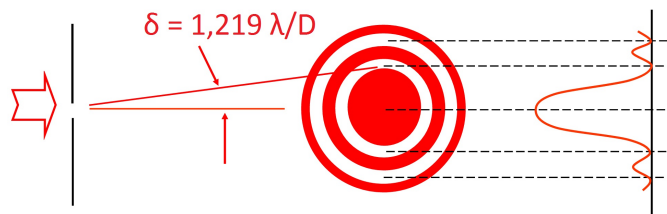
Vyjádření pomocí π jsme zvolili proto, abychom mohli dosadit do vztahu (12) a získat tak podmínky pro úhly odpovídající minimu ϑ :

$$\sin \vartheta_1 = 1,219 \frac{\lambda}{D}, \quad \sin \vartheta_2 = 2,233 \frac{\lambda}{D}, \quad \sin \vartheta_3 = 3,238 \frac{\lambda}{D}, \quad (18)$$

⁶Odvození lze nalézt např. v [2, str. 51], pro pochopení úlohy však není nezbytně nutné.

⁷Besselovy funkce řeší Laplaceovu rovnici $\nabla^2 f = 0$ v cylindrických souřadnicích. Proto se jim též říká cylindrické harmonické funkce.

kde λ je vlnová délka světla a D je průměr kruhového otvoru. Tím jsme získali úhly příslušející prvnímu, druhému a třetímu tmavému kroužku (porovnejte s (13)). Průběh intenzity včetně minim se nachází na Obr. 10.



Obr. 10: Difrakce na kruhovém otvoru o průměru D , λ je vlnová délka světla a δ je úhlová šířka maxima. Laserový paprsek vstupuje do otvoru vlevo, uprostřed je Airyho disk, vpravo se nachází průběh relativní intenzity (15) s vyznačenými minimy. [6, upraveno]

Úhlová šířka maxima δ (Obr. 10) je pro kruhový otvor

$$\delta \approx 1,219 \frac{\lambda}{D} \quad (19)$$

a udává rozlišovací schopnost optických přístrojů (např. lidské oko⁸, fotoaparát, dalekohled). Stejně tak ale ovlivňuje pozorování bodových předmětů v (elektronovém) mikroskopu, neboť se dle Babinetova principu chovají jako zdroje (Obr. 3) a jeví se jako rozmazané s neostrými okraji.⁹

Pro úplnost dodáváme, že funkce $2J_1(z)/z$ se nazývá Airyho funkcí a příslušný interferenční obrazec (Obr. 3) se nazývá Airyho disk. Další informace včetně obrázků lze nalézt na [4] a [7].

4 Experimentální uspořádání a postup měření

4.1 Popis aparatury

Aparatura sestává z optické lavice, na níž se nachází laser a různé optické přístroje. Laser je pevně umístěn na podložce, která je dvěma držáky připevněná k optické lavici. Vše je umístěno na zatíženém magnetickém stole.

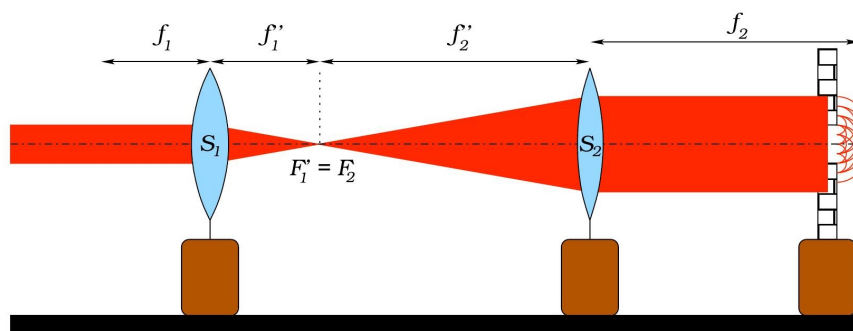
Jako zdroj slouží He-Ne laser o výkonu 5 mW, který emituje koherentní monochromatické světlo ($\lambda = 633$ nm). Laserový svazek je ovšem rozbíhavý, proto je třeba jej nejprve zaostřit Keplerovým dalekohledem. Tím zajistíme, že na mřížku budou dopadat rovinné vlny.

4.2 Keplerův dalekohled

Nejprve sestavíme Keplerův dalekohled dle Obr. 11 tak, že do předmětového ohniska spojky S_1 umístíme obrazové ohnisko spojky S_2 . Jako spojky použijeme +50 a +200, jejich pořadí je zřejmé z obrázku. Pomocí této základní aparatury svazek rozšíříme a snížíme jeho rozbíhavost. Budeme ji používat pro všechna měření kromě interferometru. Je nutné, aby laserový paprsek procházel všemi optickými přístroji – je třeba si pohrát s horizontálním vyrovnáním laseru.

⁸Pro světlo žluté barvy $\lambda \approx 600$ nm a průměr zornice $D \approx 2$ mm dosazením získáme do (19) hodnotu $\delta \approx 3 \cdot 10^{-4}$ rad $\approx 1''$, což je vskutku ve shodě s rozlišovací schopností oka.

⁹Obecně považujeme dva body za oddělené ze vzdálenosti, při níž 0. maximum jednoho bodu splyne s 1. minimem druhého. Při menší vzdálenosti oba body splývají. Ze (19) plyne, že rozlišovací schopnost přístroje je tím větší, čím kratší je vlnová délka použitého světla.



Obr. 11: Chod paprsků v Keplerově dalekohledu. Vlevo paprsek vystupuje ze zdroje, vpravo se nachází difrakční předmět. Spojka S_1 s obrazovým a předmětovým ohniskem f_1 a f_1' a spojka S_2 s obrazovým a předmětovým ohniskem f_2' a f_2 .

4.3 Splnění Fraunhoferovy difrakce

Pro splnění podmínky (7) je třeba prodloužit dráhu laserového svazku pomocí dvou rovinných zrcadel. Jedno položte na magnetický stolek, druhé můžete položit na stůl za vámi. Dbejte při tom na bezpečnost svou i kolegů okolo. Zrcátka mají zezadu pružinu, která má někdy tendenci se uvolnit, což má za následek naklápění zrcátka a zhoršení měření. Pokud se vám toto stane, stačí pružinu dotáhnout a zrcátko je opět připraveno k měření. Interferenční jevy zkoumejte na posuvném stínítku (milimetrový papír s ryskou), které se nachází na zdi.

4.4 Měření kruhových otvorů z Fraunhoferovy difrakce

Na lavici připevněte kruhové otvory. Pomocí provázku změřte celkovou vzdálenost mezi otvorem a stínítkem na zdi. Pro tři nejmenší otvory odečtěte na stínítku polohy alespoň tří interferenčních minim. Podaří-li se, naměřte i čtvrté a páté interferenční minimum. V tom případě budete potřebovat další dva vztahy (18). Příslušné kořeny Besselovy funkce (17) lze spočítat numericky z (16) nebo vyhledat v různé literatuře.

4.5 Použití mikroskopu

Odeberte sadu otvorů ze stojanu a změřte velikost jednotlivých otvorů pomocí měřicího mikroskopu. Začněte od největšího otvoru. Otvor zaostříte kolečkem na stolku mikroskopu (kam pokládáte zkoumaný předmět). Pomocí zaměřovacího kříže změřte průměr otvoru, kříž se posouvá kolečkem na okuláru. Jeden dílek na mikroskopu odpovídá 0,0025 mm.

4.6 Měření štěrbin z Fraunhoferovy difrakce

Nastavitelnou štěrbinu s mikrometrickým šroubem umístěte do stojanu místo kruhových otvorů. Na stínítku pozorujte difrakční obrazec. Odečtěte minima pro 10 různých šířek štěrbin a vždy porovnejte s hodnotou na mikrometrickém šroubu na štěrbině.

4.7 Měření mřížkové konstanty

Mřížku upevněte k optické lavici místo štěrbin. Na stínítku odečtete vzdálenost 1. a 2. maxima pro alespoň 3 různé vzdálenosti mřížky od stínítka a na základě toho vypočítejte mřížkovou konstantu pro 1. a 2. maximum.

4.8 Michelsonův interferometr

Pro tento úkol je třeba sestavit Michelsonův interferometr dle Obr. 2. Laser vyjměte, odšroubujte úchyty vespod a položte stabilně na stůl. Zamyslete se, jaký význam má v aparatuře rozptylka R . Zrcadlem Z_2 se posouvá pomocí mikrometrického šroubu (čísla na otočném bubínku jsou μm , jeden malý dílek je roven 200 nm). Vlnovou délku laseru spočítáte ze vztahu (6), kde n odpovídá počtu proužků prošlých přes pevně zvolený referenční bod na stínítku.

5 Poznámky

1. **Upozornění:** Laserové světlo škodí zraku, k měření proto dostanete ochranné brýle. V zájmu vlastního zdraví je zakázáno hledět pouhým okem proti laserovému paprsku, a to ani z větší vzdálenosti, ani přes soustavu čoček a zrcadel. Všechny interferenční jevy pozorujte pouze na stínítku (milimetrový papír či zeď).
2. Okolo aparatury je před měřením nutné spustit neprůhlednou roletu pro zvýšení bezpečnosti. Dbejte také na to, aby laser nebyl ve výši očí a abyste jím nemířili ven z pracovní oblasti.
3. Měřicí mikroskop se nachází na stole pod nástěnkou. V případě, že si nejste jisti, jak s přístrojem zacházet, požádejte některého z asistentů o vysvětlení.
4. S mikrometrickým šroubem u štěrbin zacházejte opatrně, nikdy se ho při uzavřené štěrbině nepokoušejte ještě více utáhnout. Hrozí zničení aparatury!
5. Nezapomeňte si u všech naměřených hodnot poznamenat chybu a zohlednit ji při zpracování. Rozmyslete si, jak chybu měření minimalizovat.

6 Rozumím tomu?

1. Jak z Maxwellových rovnic plyne vlnová rovnice?
2. Proč používáme jako zdroj světla laser a ne například žárovku?
3. Jak se liší pojem interference od difrakce?
4. Proč je pro nás Fraunhoferova difrakce žádoucí?
5. Který interferenční obrazec bude výraznější – případ mřížky či štěrbin?
6. Jak se projevuje difrakce světla při pozorování objektů skrze clonu (např. oka, fotoaparátu či dalekohledu)?
7. Naopak, jak se projeví difrakce světla při pohledu skrz brýle, na nichž ulpěly kapky deště?

Reference

- [1] TOLAR, Jiří, *Vlnění, optika a atomová fyzika*, [online, cit. 14. dubna 2022], dostupné z: <http://physics.fjfi.cvut.cz/files/predmety/02VOAF/VOAF2014.pdf>
- [2] KOMRSKA, Jiří, *Difrakce*, [online, cit. 14. dubna 2022], dostupné z: <http://physics.fme.vutbr.cz/~komrska/Difrakce/KapD04.pdf>
- [3] FINCH, S., *Bessel Function Zeroes*, [online, cit. 14. dubna 2022], dostupné z: <http://www.people.fas.harvard.edu/~sfinch/csolve/bs.pdf>
- [4] *Atmospheric Optics*, [online, cit. 14. dubna 2022], dostupné z: <http://www.atoptics.co.uk/fz756.htm>
- [5] *Double slit experiment*, [online, cit. 14. dubna 2022], dostupné z: <http://www.ipodphysics.com/prop-of-light-youngs-double-slit.php>
- [6] *Diffraction and limits of resolution*, [online, cit. 14. dubna 2022], dostupné z: <http://slideplayer.com/slide/7048540/>
- [7] Wikipedia, the free encyclopedia, *Airy disk* [online, cit. 14. dubna 2022], dostupné z: https://en.wikipedia.org/wiki/Airy_disk