

# FYZIKÁLNÍ PRAKTIKUM

## Fyzikální praktikum 2

Zpracoval: Teodor Duraković

Naměřeno: 16. prosince 2024

Obor: F

Skupina: Po 14:00

Testováno:

### Úloha č. 11: Interference a difrakce světla

$$T = 21.3 \text{ }^{\circ}\text{C}$$

$$p = 1000 \text{ hPa}$$

$$\varphi = 27 \%$$

## 1. Teorie

### Index lomu

Ve vakuu se světlo pohybuje rychlostí

$$c_0 = 2,99792458 \cdot 10^8 \text{ m/s} \quad (1)$$

Pokud se světlo šíří dielektrickým prostředím (plyn, tekutina, sklo nebo jiná průhledná pevná látka), jeho rychlost se sníží na

$$c = \frac{c_0}{n}, \quad (2)$$

kde  $n$  je index lomu. Index lomu je důležitou charakteristikou prostředí, která navíc závisí na barvě, tj. vlnové délce  $\lambda$  světla, stejně jako na teplotě a tlaku. Poslední jmenovaná závislost je nejvíce výrazná pro plyny. Typické hodnoty jsou  $n = 1,33$  pro vodu,  $n = 1,4$  až  $2,0$  pro různé typy skel, zatímco pro plyny (včetně vzduchu) je odchylka indexu lomu od jedničky  $n - 1$  řádově  $10^{-4}$ .

### Rovinné monochromatické vlny

Světlo je (v rámci vlnového pojetí světla) elektromagnetická vlna, která je charakterizována elektrickým polem  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ , nazývaným optické pole, které závisí na čase  $t$  a polohovém vektoru v prostoru  $\mathbf{r}$ . Světlo vyzařované laserem lze v dobrém přiblížení popsat jako rovinnou monochromatickou vlnu. Uvažujeme-li takovou vlnu, která se šíří podél osy  $x$ , časová a prostorová závislost optického pole je dána vztahem

$$E(x, t) = E_0 \cos(kx - \omega t + \phi_0), \quad (3)$$

kde  $\omega$  je úhlová frekvence,  $k$  je úhlové vlnové číslo a  $\phi_0$  je počáteční fáze (fázová konstanta). Úhlová frekvence a úhlové vlnové číslo jsou svázány vztahem

$$k = \frac{\omega}{c} = n \frac{\omega}{c_0} = nk_0 \quad (4)$$

kde

$$k_0 = \frac{\omega}{c_0} = \frac{2\pi\nu}{c_0} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (5)$$

je (úhlové) vlnové číslo ve vakuu a

$$\lambda_0 = \frac{c_0}{\nu} \quad (6)$$

je vlnová délka ve vakuu a  $\nu$  je frekvence. Z tohoto výrazu je patrné, že se vlnová délka světla změní na

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n} \quad (7)$$

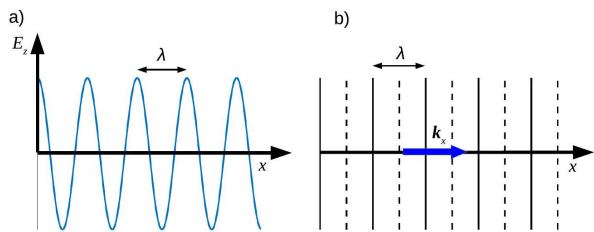
pokud se šíří prostředím s indexem lomu  $n \neq 1$ , zatímco frekvence  $\nu$  světla se nezmění.

### Reprezentace a šíření vlny

Uvažme rovinnou vlnu v čase  $t = 0$  šířící se ve směru osy  $x$

$$E(x) = E_0 \cos(kx), \quad (8)$$

kde  $\Phi = kx$  se nazývá prostorová fáze vlny. Tato vlna může být graficky reprezentována funkcí  $E(x)$  (viz obr. 1) nebo vlnoplochami, což jsou roviny kolmé na vlnový vektor  $\mathbf{k}$  (obr. 1b)), jehož velikost je rovna úhlovému vlnovému číslu.



Obrázek 1: Grafické reprezentace elektromagnetické rovinné monochromatické vlny šířící se podél osy  $x$  pomocí a) funkce intenzity elektrického pole  $E(x)$  a b) pomocí vlnoploch, které jsou rovinnými kolmými k vlnovému vektoru  $\mathbf{k}$  a vzájemně vzdálené o vlnovou délku  $\lambda$ .

Vlnoplochy prochází body prostoru, ve kterých optické pole  $E(x)$  nabývá určité hodnoty. V našem případě jsme je reprezentovali spojitými čarami v bodech, kde  $E(x)$  dosahuje svého maxima  $E_0$  a přerušovanými čarami v bodech, kde funkce dosahuje minima  $-E_0$ . Sousední vlnoplochy odpovídající stejné hodnotě  $E(x)$  (tj. zde maximům či minimům) jsou vzájemně vzdáleny o vlnovou délku  $\lambda$ . Šíření vlny prostorem by odpovídal pohyb obou reprezentací vlny na obr. 1 rychlostí  $c$  podél osy  $x$ . V bodě  $x + \Delta x$ , je prostorová fáze vlny (tj. argument funkce  $\cos$  v (8))

$$\Phi = k(x + \Delta x) = kx + k\Delta x = kx + \Delta\Phi \quad (9)$$

a mluvíme o přírůstku fáze vlny vůči bodu  $x$  o

$$\Delta\Phi = k\Delta x = nk_0\Delta x \quad (10)$$

na dráze  $\Delta x$ . Zatímco  $\Delta x$  nazýváme geometrickou dráhou,  $n\Delta x$  se nazývá dráhou optickou.

## Intenzita rovinné vlny

Intenzita (též plošná hustota zářivého toku)  $I$  rovinné vlny (3) je přímo úměrná časově průměrovanému kvadrátu intenzity elektrického pole [6]

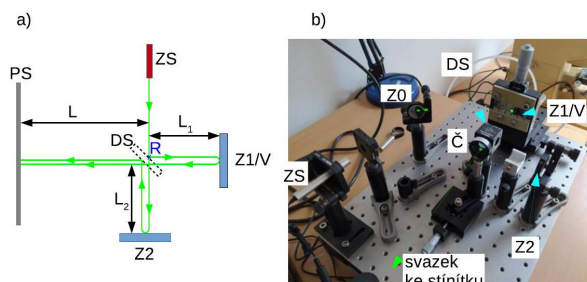
$$I = \varepsilon_0 c \langle E(x, t)^2 \rangle_t = \frac{\varepsilon_0 c}{2} E_0^2 \quad (11)$$

Jednotkou intenzity jsou  $\text{W/m}^2$ . Intenzita rovinné vlny je úměrná kvadrátu amplitudy  $E_0$  vlnového pole, ale je nezávislá na veličinách  $k, \omega, x$  a  $t$ .

<sup>01</sup> V praktiku použitý laserový svazek můžeme ve velice dobrém přiblížení chápat jako prostorově omezenou rovinnou vlnu.

## Michelsonův interferometr

V této úloze bude využito Michelsonova interferometru (viz schéma na obr. 2). Svazek světla z laseru (ZS)<sup>1</sup> dopadá na dělič svazku (DS) a elektromagnetická vlna je rozdělena do dvou větví interferometru vedoucím k zrcátku Z1 (příp. vzorku V), resp. k zrcátku 2 (Z2). Dělič svazku je polopropustné zrcátko připravené a instalované ideálně tak, že je intenzita prošlého svazku rovna intenzitě svazku odraženého. Každá ze dvou vzniklých vln se šíří k jednomu ze zrcátek, které vlnu odráží ve směru proti vlně dopadající případně s malou úhlovou odchylkou. Kvůli lepší vizualizaci jsou na obr. 2 vlny dopadající a na zrcátku odrazená stranově mínně posunuty. Po odrazu na zrcátkách Z1/V, resp. Z2 vlny postupují zpět směrem na dělič svazku, který opět propustí polovinu intenzity svazku a druhou polovinu odrazí. Pro zjednodušení jsou však na obrázku zobrazeny pouze pro nás relevantní části svazku postupující dále k projekčnímu stínítku (PS).



Obrázek 2: a) Schéma Michelsonova interferometru s vyznačenými trajektoriemi vln. b) Realizace Michelsonova interferometru v praktiku. Části interferometru: zdroj světla (laser, ZS), pomocné zrcátko (Z0), dělič svazku (polopropustné zrcátko, DS), zrcátko č. 1 nebo vzorek (Z1/V), zrcátko č. 2 (Z2), spojná čočka zvětšující svazek (Č) a projekční stínítko (PS). Dále jsou ve schématu a) vyznačeny geometrické dráhy v první a druhé větvi interferometru ( $L_1$ , resp.  $L_2$ ) a ve společné větvi mezi děličem svazku a stínítkem ( $L$ ).

Fáze, kterou nabyde vlna procházející první větvi interferometru na trajektorii od referenčního bodu R až ke stínítku PS (tj. trajektorii DS (reflexe v R)  $\rightarrow$  Z1  $\rightarrow$  DS (průchod)  $\rightarrow$  PS) je

## Princip měření fáze

$$\Phi_1 = k(2L_1 + L) + \Phi_{LS}, \quad (12)$$

kde  $\Phi_{LS}$  je fáze nabytá při odrazu na DS a průchodu DS. Podobně část vlny, která prochází druhou větví interferometru od R k PS (tj. po trajektorii DS (průchod v R)  $\rightarrow$  Z2  $\rightarrow$  DS (odraz)  $\rightarrow$  PS), nabyde fázi

$$\Phi_2 = k(2L_2 + L) + \Phi_{LS} \quad (13)$$

Protože každá z vln se jednou odráží a jednou prochází DS, je člen  $\Phi_{LS}$  pro obě vlny (tedy v obou vztazích (12) a (13) identický. Pokud je amplituda vlny dopadající na DS z ZS v referenčním bodě R  $E_0$ , jsou optická pole diskutovaných dvou vln na stínítku PS dané

$$E_1 = \frac{E_0}{2} \cos(\Phi_1 - \omega t), \text{ resp. } E_2 = \frac{E_0}{2} \cos(\Phi_2 - \omega t) \quad (14)$$

kde jsme započítali fakt, že každý odraz na DS, příp. průchod přes DS, zmenší amplitudu svazku o faktor  $\sqrt{2}$ . Celková intenzita výsledného vlnového pole na PS je

$$I_{\text{tot}} = \varepsilon_0 c \langle |E_1 + E_2|^2 \rangle_t \quad (15)$$

kde  $\langle \rangle_t$  opět značí průměrování přes čas. Po krátkém výpočtu dostáváme výsledný vztah pro intenzitu

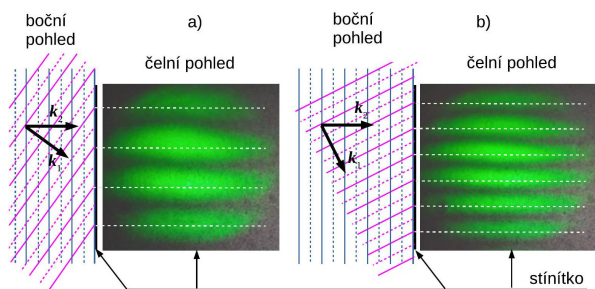
$$I_{\text{tot}} = \frac{I_0}{2} [1 + \cos(\Phi_1 - \Phi_2)] = \quad (16)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{I_0}{2} [1 + \cos(2k(L_1 - L_2))] = \\ &= \frac{I_0}{2} \left[ 1 + \cos\left(4\pi \frac{n_{\text{vz}} L_1 - n_{\text{vz}} L_2}{\lambda_0}\right) \right] \end{aligned}$$

kde  $n_{\text{vz}}$  je index lomu vzduchu. Tyto rovnice ukazují, že interferenční obraz na PS závisí pouze na rozdílu fází  $\Delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_2$  vln přicházejících ze dvou větví interferometru nebo, ekvivalentně, na rozdílu příslušných dvou optických drah. Vidíme, že pokud budeme měnit rozdíl optických drah, můžeme měnit intenzitu světla zaznamenávanou na PS mezi  $I_{\text{tot}} = 0$  a  $I_{\text{tot}} = I_0$ . Na tomto principu budou založena měření využívající interferenci v tomto praktiku.

Pokud se dvě interferující vlny šíří přesně ve stejném směru, uvidíme na stínítku jedinou skvrnu homogenní intenzity. Intenzita se bude měnit periodicky podle rovnice 16, pokud budeme měnit relativní fázi, tedy rozdíl geometrických drah, těchto dvou vln. Pokud změníme rozdíl fází  $\Delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_2$  právě o  $2\pi$ , budeme pozorovat opět stejnou intenzitu skvrny (např. přejdeme od maxima k maximu intenzity). Nicméně, pokud se budou dvě vlny dopadající na stínítko šířit vzájemně v poněkud odlišném směru, budeme pozorovat střídavě několik světlých a tmavých proužků, nazývaných interferenční proužky. Na obr. 3 jsou vyobrazena schémata optických polí dvou různoběžných rovinných vln a výsledných interferenčních obrazců pro dva různé úhly mezi interferujícími rovinnými vlnami. Optická pole jsou vyobrazena v určitý okamžik, kdy je maximum optického pole č. 2 právě totožné s povrchem stínítka. Maxima intenzity vznikají v bodech stínítka, kde jsou fáze obou vln na stínítku stejné, tedy v zobrazeném případě tam, kde optická pole vykazují maxima. Ta jsou v momentce ve schématech vyznačena opět plnou čarou. Ve skutečnosti se vlny pohybují rychlostí světla, ale body na stínítku, kde mají vlny stejnou fázi, se nepohybují a tím pádem zůstává interferenční obraz statický. Pokud na druhou stranu změníme fázi jedné z vln (např. posuneme zrcátko Z1 na obr. 2 směrem ke stínítku), interferenční obraz se posune. Situace na obr. 3 odpovídá případu, kdy jsou zrcátko Z2 a stínítko PS na obr. 2 orientovány normálami podél dopadajícího svazku procházejícího větví č. 2 Michelsonova interferometru, zatímco normála k Z1 je otočena kolem horizontální osy.

Z analýzy schématu interferujících vlnových polí v blízkosti stínítka na obr. 4 získáme vztah mezi úhlem, který svírají interferující vlny a vzdáleností sousedních interferenčních proužků.



Obrázek 3: Boční pohledy na interferující optická pole dvou různoběžných rovinných vln šířících se v různých směrech a čelní pohledy na výsledné interferenční proužky na stínítku (fotografie). Schémata optických polí a interferenční obrazce jsou vyobrazeny pro a) menší a b) větší úhel mezi směry šíření rovinných vln. Směry šíření jsou dány směry vlnových vektorů  $\mathbf{k}_1$  a  $\mathbf{k}_2$ . Intenzivní interferenční proužky vznikají v bodech, kde mají vlny na stínítku stejnou fázi, což jsou ve vyobrazeném případě průsečíky maxim optických polí vyznačených plnými čarami.

Konkrétně se zaměříme na pravoúhlý trojúhelník, jehož vrcholy A a B leží v bodech sousedních interferenčních maxim a vrchol C je kolmou projekcí bodu A na sousední vlnoplochu, odpovídající následujícímu maximu vlny 2. Odvěsna AC tohoto trojúhelníku má délku rovnou vlnové délce světla  $\lambda$ , délka přepony AB je vzdálenost maxim  $x_1$ , a úhel protilehlý k odvěsně AC je roven úhlu mezi směry šíření vln 1 a 2, označenému  $2\theta$ <sup>2</sup>. Odtud dostáváme pro vzdálenost mezi difrakčními maximy

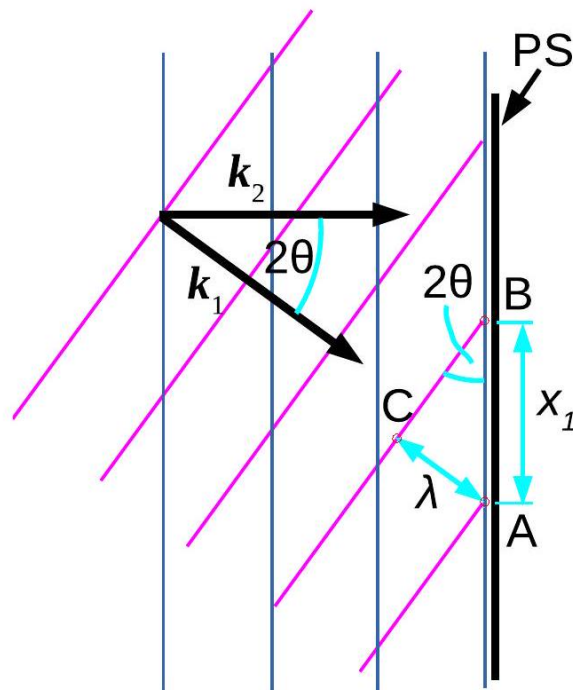
$$x_1 = \frac{\lambda}{\sin(2\theta)} \quad (17)$$

Na tomto místě poznamenejme, že úhly mezi směry šíření vln 1 a 2 na obr. 3 a 4 byly oproti experimentu v praxi značně zveličeny. Úhly jsou v obrázku přizpůsobeny tomu, aby bylo možné zároveň viditelně zobrazit vzdálenosti vlnoploch  $\lambda$  (řádově stovky nm pro viditelné světlo) a vzdálenosti interferenčních maxim  $x$ , které jsou řádu jednotek mm. Dosadíme-li do vztahu (17) např. vzdálenost proužků 4 mm a vlnovou délku zeleného světla  $\lambda = 530$  nm, dostáváme pro úhel mezi směry šíření vln  $2\theta \approx 8 \cdot 10^{-30} \approx 0,5'$ . Úhly  $2\theta$  mezi směry šíření rovinných vln vycházejících z větví 1 a 2 Michelsonova interferometru v praxi budou tedy řádově desetiny až jednotky úhlové minuty.

## Měření tloušťky tenké vrstvy pomocí interference

### Princip měření

Měření bude provedeno pomocí Michelsonova interferometru (viz obr. 5 a 2 a). Jako vzorek použijeme tenkou vrstvu hliníku (TV, viz obr. 5b)) nanesenou na skleněném podložním skličku (S). Vrstva byla při depozici rozdělena pomocí masky na řadu obdélníků oddělených mezerami. Navíc je přes tuto tenkou vrstvu a mezery podél délky vzorku nanášena krycí vrstva (KV) z hliníku (příp. z Au), u které předpokládáme stejnou tloušťku v oblastech TV i na skle (obr.



Obrázek 4: Schématické zobrazení interferujících vlnových polí z obr. 3a) v blízkosti stínítka (PS) v boční projekci. Pro přehlednost jsou zobrazeny pouze vlnoplochy odpovídající maximům optických polí vln 1 a 2 (fialové, resp. modré plné čáry). Na obrázku byla opět znázorněna situace v momentě, kdy je maximum pole 2 právě totožné s povrchem stínítka. Úhel mezi směry šíření vlnových polí je  $2\theta$ , vzdálenost interferenčních proužků na stínítku je  $x_1$ .

5 f)). Účelem použití KV je dosáhnout vysoké odrazivosti vzorku nad TV i mezerami, což je potřebné k obdržení intenzivního a kontrastního in-

<sup>02</sup> V teorii rozptylu se konvenčně označuje úhel mezi dvěma interferujícími nebo difraktujícími vlnami  $2\theta$ .

terferenčního obrazce. Zatímco sklo má pro viditelné světlo při kolmém dopadu odrazivost řádově jednotek procent, odrazivost kovů je ve vyšších desítkách procent (pro Al více jak 90% ).

V experimentu bude vzorek umístěn v první větvi interferometru (obr. 2b)) tak, aby svazek dopadal na KV částečně nad TV (KV-TV) a částečně v oblasti mezery na KV na skle (KV-S), kde je krycí vrstva přímo na skle, (viz obr. 6a)). Vlna odražená v oblasti KV-S musí urazit geometrickou dráhou o dvojnásobek tloušťky vrstvy  $t$  větší oproti vlně odražené na KV-TV (  $L_{1,S} - L_{1,TV} = 2t$  ) (viz obr. 6c)). Obě vlny interferují s optickým polem vlny odražené na referenčním zrcátku Z2. Přitom vlny odražené na vzorku svírají s vlnou od Z2 nenulový (v experimentu malý,  $2\theta < 10'$  ) úhel ve vertikální rovině. Díky odlišné geometrické dráze  $s = 2t$  části vlny po odrazu na KV-TV a KV-S ke stínítku budou interferenční obrazce od těchto dvou vln vertikálně posunuty (obr. 6b)).

Vztah mezi tloušťkou vrstvy  $t$  a vertikálním posunem interferenčních obrazců  $x_2$  dostaneme z analýzy schématu optických polí v blízkosti stínítka na obr. 7. Jak plyne ze schématu, pro jednoznačné určení tloušťky vrstvy  $t$  musí být rozdíl optických drah vln ze vzorku menší než vlnová délka světla, tedy  $t = s/2 < \lambda/2$ . Z podobnosti trojúhelníků ABC a AED dostáváme pro tloušťku vrstvy

$$t = \frac{x_2}{x_1} \frac{\lambda}{2} \quad (18)$$

kde  $x_1$  je opět vzdálenost nejbližších interferenčních maxim od vlny odražené na KV-TV. Vzhledem k tomu, že relativní nejistota měření vzdálenosti interferenčních proužků v experimentu bude o řád či více větší než odchylka indexu lomu vzduchu od jedničky, můžeme v 18 aproximovat vlnovou délku světla laseru ve vzduchu vakuovou vlnovou délkou  $\lambda \approx \lambda_0$ .

## Postup měření

Zapněte laser (zelený laser vlnové délky  $\lambda = 531,2 \text{ nm}$  ). Umístěte vzorek do držáku vzorků v první větvi Michelsonova interferometru (obr. 2b)) a vycentrujte vzorek tak, aby stopa laseru dopadala na krycí vrstvu (KV) v oblasti mezery mezi obdélníky TV. Jemný posuv vzorku můžete provést pomocí šroubů Š1 a Š3. Pomocí šroubů náklonu referenčního zrcátka Š4 a Š5 optimalizujte

interferenční obrazec na PS tak, aby byly interferenční proužky přibližně horizontálně orientované a bylo zobrazeno pět až deset proužků. Interferenční obrazec pak nafotíte mobilním telefonem příp. pomocí kamery v praxi. Provedte pro několik míst na vzorku i pro různé počty zobrazených interferenčních proužků na jednom místě vzorku. Fotografie pak můžete zpracovat např. v grafickém programu s možností měření vzdáleností.

## Úkoly

1. Nastavit v zorném poli 5-10 interferenčních proužků.
2. Uložit fotografii interferenčního obrazce.
3. Nastavit jiný počet interferenčních proužků a opakovat bod 2.
4. Body 1 až 3 opakovat na jiném místě vzorku.
5. Pro každý interferenční obrazec určit vzdálenosti sousedních interferenčních proužků a výšku schodku na proužku pro pozorované proužky, tj. veličiny  $x_1$  resp.  $x_2$ . Z hodnot vypočítat tloušťku vrstvy a statisticky zpracovat.
6. Zhodnotit rovnoměrnost tloušťky vrstvy s přihlédnutím k chybě měření, tj. porovnat výsledné tloušťky vrstvy obdržené z jednotlivých interferenčních obrazců.

## Určení indexu lomu vzduchu

### Princip měření

K určení indexu lomu využijeme opět Michelsonova interferometru (obr. 2a)). Pokud vložíme do druhého ramene interferometru kyvetu o délce  $d$ , z níž odčerpáme vzduch, změní se optická dráha v tomto rameni o hodnotu

$$2dn_1 - 2dn_{vz} \quad (19)$$

kde  $n_{vz}$  je index lomu vzduchu při aktuálním atmosférickém tlaku  $p_{vz}$  a  $n_1$  je index lomu po odčerpání kyvety na tlak  $p_1$ . Faktor 2 je dán dvojnásobným průchodem světla přes kyvetu.

Při dostatečně pomalém čerpání je možné sledovat posun interferenčních proužků. Nabytá fáze po průchodu vlny z bodu R přes Z 2 na PS na obr. 2 z ) se změní z (13) na

$$\Phi_2 = \frac{2\pi}{\lambda_0} [n_{vz} (2L_2 + L) + 2(n_1 - n_{vz})d] + \Phi_{LS} + \Phi_O \quad (20)$$

kde  $\Phi_O$  je změna fáze vlny po průchodu vstupním a výstupním okénkem kyvety. V průběhu posunu obrazce, každý následující průchod interferenčního proužku sledovaným bodem stínítka odpovídá změně fáze o  $2\pi$  (viz 16), a tedy změně optické dráhy 19) o jednu vlnovou délku  $\lambda_0$ . Celkem se během odčerpávání vzduchu z kyvety posune interferenční obrazec o  $N$  proužků a bude platit

$$2d(n_{vz} - n_1) = N\lambda_0 \quad (21)$$

Závislost indexu lomu na tlaku  $p$  a teplotě  $T$  vzduchu obdržíme, pokud uvažíme, že rozdíl indexu lomu od jedničky je v dobrém přiblížení úměrný hustotě vzduchu  $(n-1) \propto \rho$  (Gladstoneův-Daleův vztah [6]). Dále uvažíme vzduch jako ideální plyn a s použitím stavové rovnice ideálního plynu

$$pV = n_{\text{mol}}RT \quad (22)$$

kde  $n_{\text{mol}}$  je molární množství vzduchu v objemu  $V$  a  $R$  je univerzální plynová konstanta, a vztahu mezi molárním množstvím a hustotou vzduchu

$$\rho = \frac{n_{\text{mol}}M_m}{V} \quad (23)$$

kde  $M_m$  je střední molární hmotnost molekuly vzduchu, dostáváme

$$n = 1 + \text{konst.} \frac{p}{T} \quad (24)$$

Dále budeme předpokládat, že se teplota vzduchu  $T$  v kyvetě v průběhu odčerpávání vzduchu nemění. S využitím (24) pak můžeme přepsat 21) jako

$$2d \left[ (n_{vz} - 1) - (n_1 - 1) \frac{p_1}{p_{vz}} \right] = N\lambda_0. \quad (25)$$

Odtud vidíme, že index lomu vzduchu  $n_{vz}$  za aktuálního atmosferického tlaku  $p_{vz}$  můžeme zjistit z počtu interferenčních proužků  $N$ , o nějž se posune interferenční obrazec při snížení tlaku ve vývěvě o  $\Delta p = p_{vz} - p_1$ , ze vztahu

$$n_{vz} = 1 + \frac{N\lambda_0}{2d} \frac{p_{vz}}{\Delta p}. \quad (26)$$

Pro porovnání experimentálně zjištěných hodnot s tabelovanými je třeba přepočíst tabulkovou

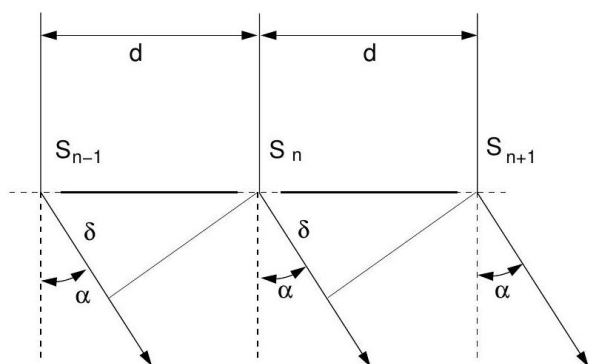
hodnotu indexu lomu podle aktuálních atmosférických podmínek s použitím (24). Podle práce [4] je tabulková hodnota indexu lomu suchého vzduchu pro zelené světlo o vlnové délce 532 nm rovna 1,000278 při tlaku 101,3 kPa a teplotě 15°C (standardní atmosféra). S uvažováním přesnosti našeho měření můžeme závislost indexu lomu na vlhkosti vzduchu zanedbat. Při teplotách do 25°C se index lomu mění méně než o  $10^{-6}$  v celém rozsahu relativní vlhkosti mezi 0 a 100% [4, 5, 7].

## Úkoly

1. Umístěte do interferometru kyvetu. Spočítejte počet interferenčních proužků, o které se posune obrazec během vyčerpání nebo zavzdušnění kyvety. Odečtěte konečný tlak v kyvetě  $p_1$  a vypočítejte index lomu vzduchu. Proveďte toto měření několikrát kvůli zjištění nejistot.
2. Porovnejte zjištěnou hodnotu  $n_{vz}$  s tabulkovou hodnotou přepočtenou podle aktuálních podmínek. Teploměr a barometr se nachází v praktiku.

## Difrakce světla

Difrakční mřížka na průchod je planoparalelní skleněná destička s velkým počtem tenkých, navzájem rovnoběžných a stejně vzdálených vrypů. Mezerami mezi vrypy prochází světlo beze změny směru, na vrypech je difraktováno. Osvětlíme-li takovou mřížku (obr. 5) rovnoběžným svazkem paprsků s vlnovou délkou  $\lambda$ , stávají se vrypy podle Huygensova principu zdrojem elementárních rozruchů a šíří se do všech směrů. Interferencí se však zesilují pouze v určitém směru. Pozorujeme-li světlo prošlé mřížkou dalekohledem zaostřeným na nekonečno, protnou se paprsky vystupující ze všech šterbin pod tímž úhlem  $\alpha$  v ohniskové rovině objektivu.



Obrázek 5: Schéma měření s difrakční mřížkou na průchod.

Z obr. 5 je zřejmé, že se tyto paprsky nesetkávají se stejnou fází. Označíme-li  $S_k, S_{k+1}$  středy dvou sousedních štěrbin, pak jejich vzdálenost  $d$  se nazývá mřížková konstanta a jejich střední paprsky mají dráhový rozdíl  $d \sin \alpha$ . Splňuje-li dráhový rozdíl  $\delta$  podmínku

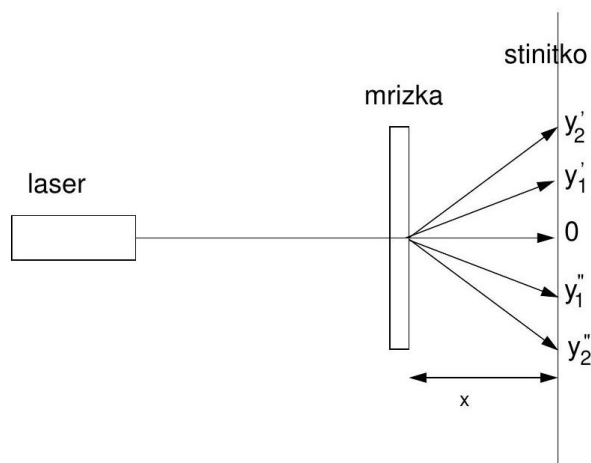
$$\delta = d \sin \alpha = m\lambda, \quad (27)$$

zesilují se střední paprsky vycházející ze všech štěrbin. Parametr  $m$  je řád maxima. Monochromatické světlo vytvoří tedy ve směrech daných úhly  $\alpha_1, \alpha_2, \dots$  maxima. Pro tyto úhly platí

$$\sin \alpha_1 = \lambda/d, \sin \alpha_2 = 2\lambda/d, \dots, \sin \alpha_r = m\lambda/d \quad (28)$$

Na základě vztahů 28 lze velmi přesně určit vlnovou délku světla.

V našem experimentu bude zdrojem monochromatického světla He-Ne laser (vlnová délka 632,8 nm), jehož světelný svazek je úzký a téměř nerozšířený. To umožňuje velmi jednoduché uspořádání: zdroj - mřížka - stínítko a místo měření úhlů  $\alpha_m$  goniometrem určíme  $\sin \alpha_m$  měřením délky stran v příslušném pravoúhlém trojúhelníku.



Obrázek 6: Schéma měření s difrakční mřížkou na průchod.

## Uspořádání experimentu

Na optické lavici je umístěn He-Ne laser, optická mřížka a pozorovací stínítko s milimetrovým papírem, viz obr. 6. Mezi laser a mřížku vkládáme stínítko s malým otvorem pro světelný svazek, které zachytí paprsky vzniklé difrakcí při odrazu od mřížky a tím zamezíme nekontrolovanému pohybu laserového paprsku po laboratoři. Schéma uspořádání experimentu při pohledu shora je na obrázku.

Při experimentu pozor - záření laseru je nebezpečné pro oko!

Vzdálenost  $x$  mezi mřížkou a stínítkem lze měnit a měřit ji pomocí stupnice na optické lavici. Protože vrypky na optické mřížce jsou orientovány svisle, budou difraktované svazky odchýleny vodorovně vlevo a vpravo od přímého (primárního) svazku. Označíme-li obecně vzdálenost místa dopadu přímého a difraktovaného paprsku jako  $y$ , bude

$$\sin \alpha_m = \frac{y_m}{\sqrt{y_m^2 + x^2}} \quad m = 1, 2, \dots \quad (29)$$

Při měření nastavujeme různé vzdálenosti  $x$  a pro každou hodnotu pak odečítáme na milimetrovém papíře stínítka polohy maxim prvního a druhého řádu vpravo  $y'_1, y'_2$  a vlevo  $y''_1, y''_2$  od primárního svazku. Odchylku paprsků na stínítku určíme jako průměr

$$y_1 = \frac{y'_1 + y''_1}{2} \quad \text{a} \quad y_2 = \frac{y'_2 + y''_2}{2} \quad (30)$$

Dosazením 29 do 27 můžeme určit buď vlnovou délku světla  $\lambda$ , pokud známe vzdálenosti

vrypů mřížky  $d$ , nebo vzdálenost vrypů  $d$ , resp. jejich hustotu  $N$ , pokud budeme znát vlnovou délku  $\lambda$ .

## Úkoly

1. Pozorujte difrakční jev na stínítku a vzdálenost  $x$  nastavte tak, aby bylo možno pozorovat dvě difrakční maxima po obou stra-

nách stopy primárního svazku. Změřte polohu všech maxim a měření opakujte pro různé hodnoty  $x$ .

2. Určete vzdálenost vrypů  $d$  mřížky a jejich hustotu  $N$ . Zjištěnou hodnotu porovnejte s hodnotou uvedenou výrobcem mřížky. Vlnovou délku He-Ne laseru můžete nalézt též v tabulkách [3].

## 2. Měření

Z měření získáváme hodnoty  $x_1, x_2$ , formule 18 (při dosazení vlnové délky 531.2 laseru) nám dává tloušťku vrstvy  $d$  v nanometrech:

I. Poloha			II. Poloha			III. Poloha		
$x_2$	$x_1$	$d$ [nm]	$x_2$	$x_1$	$d$ [nm]	$x_2$	$x_1$	$d$ [nm]
89	219	107.94	192	483	105.58	151	397	101.02
80	209	101.67	193	473	108.37	143	383	99.17
82	212	102.73	180	475	100.65	158	397	105.70
85	215	105.00	175	452	102.83	171	387	117.35
$104.3 \pm 1.4$			$104.4 \pm 1.7$			$105 \pm 4$		

Lze předpokládat, že je tloušťka vrstvy v tomto případě ve všech polohách velmi podobná, i proto výsledky pro různé polohy nejsou překvapivé. Nicméně při samotném měření bylo poměrně složité hodnoty určit, jelikož rozhraní mezi jednotlivými pásy nebylo možné jasně rozlišit. Nicméně získáváme hodnotu  $d = 104.8 \pm 1.4$  nm

### 2.1. Určení indexu lomu vzduchu

Z analýzy nahrávek přechodu podtlak  $\rightarrow$  atmosférický tlak získáváme hodnoty

N | 36   36   37   38   37

proto  $\bar{N} = 36.8 \pm 0.37$

a z formule 26 získáváme:

$$n_{vz} = 1.000244 \pm 0.000004$$

### 2.2. Difrakce světla

Vzdálenost vrypů spočítáme z formule 27, 29, uvažujeme vlnovou délku He-Ne laseru, 632.8 nm:

$$d = m\lambda \frac{\sqrt{y_m^2 + x^2}}{y_m} \quad (31)$$

získáváme:



x [mm]	$y_1$	$y_2$	$y_3$	$y_4$	$d_1$ [nm]	$d_2$	$d_3$	$d_4$
59	13	28	47.25	79.35	2940.827497	2951.875	3036.962	3154.218
69	15	32	54	90.5	2978.868613	3008.141	3080.277	3182.979
79	17	35.5	59.5	100	3007.974427	3087.699	3155.498	3225.766
89	19	39.75	67.5	114	3030.961938	3103.455	3141.546	3211.229
99	21	43.75	74	124.5	3049.576705	3131.055	3170.845	3233.911
109	22.5	47.75	81	136	3130.195074	3154.068	3182.781	3243.844
119	24.5	52	87.5	148	3138.065136	3160.722	3204.643	3247.938
129	26	56	94	159	3202.79728	3178.254	3223.547	3259.495
139	28	60	101.5	171	3204.50149	3193.464	3219.126	3261.96
149	30	64	108	182	3205.978502	3206.783	3234.741	3271.265
159	32	68	115	194	3207.27091	3218.544	3239.322	3272.719
169	34	72	122	206	3208.411288	3229.005	3243.38	3274.004
179	36	76	129	216	3209.42497	3238.37	3246.999	3287.394
189	38	80	136	228	3210.331961	3246.802	3250.248	3287.788
199	40	84	143	240	3211.148261	3254.435	3253.181	3288.142
249	50	105	177		3214.250277	3257.211	3276.613	
299	59	125	211		3268.73895	3281.216	3292.541	
349	68	145	245		3308.826832	3298.619	3304.073	
399	78	165			3298.288108	3311.813		
449	88	186			3290.145428	3306.897		
499	97.5	206			3299.880544	3316.665		
549	106	226			3337.957421	3324.707		
599	116				3328.357116			

pro optickou mřížku s třemi sty vrypy na milimetr a

x	$y_1$	$y_2$	$d_1$	$d_2$
39	20	57	1386.756	1533.489
49	24	69	1438.615	1552.26
59	28	80.5	1475.937	1569.125
69	32	92	1504.07	1582
79	36	102.5	1526.031	1597.881
89	40	114	1543.646	1605.615
99	44	125	1558.089	1614.453
109	48	137	1570.146	1617.302
119	52	148	1580.361	1623.969
129	56	160.5	1589.127	1623.719
139	60	172	1596.732	1627.214
149	64	183	1603.392	1632.052
159	68	195	1609.272	1632.993
169	72	207	1614.502	1633.825
179	76	217	1619.185	1640.617
189	80	230	1623.401	1638.087
199	85	242	1610.983	1638.549
249	105		1628.606	
299	125.5		1635.046	
349	146		1639.68	
399	166.5		1643.175	
449	186.5		1649.666	
499	207		1651.49	
549	227.5		1652.986	
589	244		1653.423	

pro mřížku s šesti sty vrypy na milimetr.

Z čehož získáváme:

$$d_{300} = 3207 \pm 10 \text{ nm}$$

$$d_{600} = 1594 \pm 10 \text{ nm}$$

$$N_{300} = 311.8 \pm 1 \text{ mm}^{-1}$$

$$N_{600} = 627 \pm 4 \text{ mm}^{-1}$$

### 3. Závěr

Podařilo se nám splnit veškeré zadané úkoly a získat hodnoty hledaných veličin. Zatímco u indexu lomu vzduchu a hustoty vrypů máme referenční hodnoty, se kterými lze výsledek porovnat, u tloušťky vrstvy tomu tak není, tudíž úspěšnost ani přesnost tohoto měření nelze hodnotit. Ostatní veličiny však vyšly v očekávaných intervalech s poměrně přijatelnými odchylkami.