

# Experimenty s Lasery

M. Brablc (br.martin@seznam.cz), M. Michl (terro@atlas.cz),  
A. Mrkvička (mrkevse@seznam.cz), L. Těsnohlídková (l.tesno@seznam.cz)  
KF FJFI ČVUT, Břehová 7, 115 19 Praha 1

## Abstrakt

V tomto článku, se zabýváme zkoumáním laserového světla. Experiment má za úkol zjistit, jestli je laserové světlo koherentní, polarizované a monochromatické. Dále zkoumáme interferenci a vlnovou délku. Pomocí interference počítáme rozměry kruhového otvoru a šířku úzké štěrbin.

## 1 Úvod

V současné době má laserové záření širokou škálu uplatnění, od odstraňování mateřských znamének a úpravu zrakových vad, přes měření vzdáleností, až po holografii. Pomocí laseru též můžeme změřit rozměry malých otvorů a štěrbin, k čemuž se využívá difrakce. (<http://fyztyd.fjfi.cvut.cz/2000/web/2000/laser.html>)

## 2 Základní pojmy

### 2.1 Světlo

Světlo, část elektromagnetické vlnění s vlnovou délkou v rozmezí od 400 nm do 750 nm, lze popsat Maxwellovými rovnicemi. Z linearity těchto rovnic vyplývá možnost superpozice světelných vln. Abychom mohli pozorovat interferenční obrazce, musí být splněna podmínka koherence. Takové vlastnosti nabízí např. laserové záření. (lasery a moderní optika)

### 2.2 He-Ne Laser

He-Ne Laser se skládá ze skleněné trubice, obsahující směs helia a neonu. Elektrickým výbojem dojde k excitaci atomů helia, které následně excitují atomy neonu. Atomy neonu velmi rychle ( $10^{-8}$  s) přecházejí do metastabilního stavu, ze kterého trvá samovolný přechod elektronů na stabilní hladinu mnohem déle. Díky tomu se hromadí velké množství elektronů na vyšší metastabilní hladině, dochází k takzvané **populační inverzi**, kdy je více elektronů na vyšší hladině. Pak stačí, aby jediný foton interagoval a velké množství elektronů přejde na nižší hladinu za vyzáření odpovídajícího množství fotonů - dochází ke **stimulované emisi**. Takto vznikající světlo je koherentní, lineárně polarizované a vysoce monochromatické.

Pomocí zrcadel umístěných na koncích trubice se množství fotonů dále zvyšuje a systém se dostává do rezonance. V atomu Neonu je velké množství energetických hladin, na

kteře můžou elektrony stimulovaně přecházet, proto využitím speciálních mnohovrstvých zrcadel, které odrážejí jen určitou vlnovou délku, je možné stimulovat jen určité přechody. Můžeme tak získat laserové světlo vlnové délky 632.8 nm, 594 nm nebo 543.5 nm.

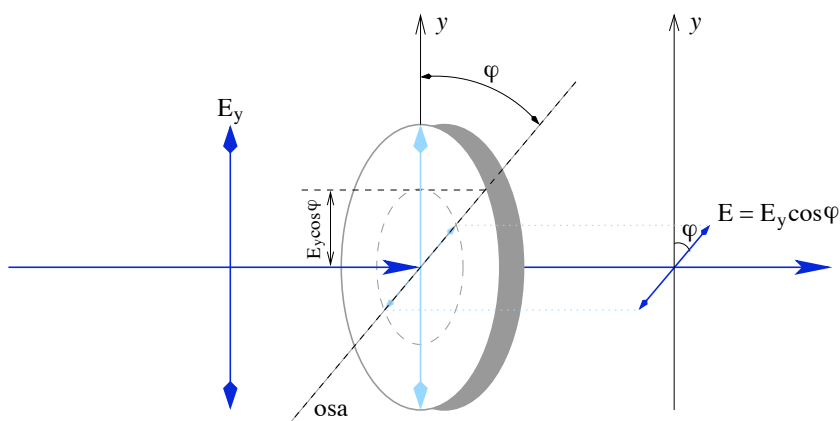
## 2.3 Interference

Interference je vzájemné ovlivňování koherentních elektromagnetických vln. Na základě linearity Maxwellových rovnic je možno sčítat elmag. vlny pomocí principu superpozice. Obrazce se skládají z maxim a minim, tedy míst s vyšší a nižší intenzitou záření.

# 3 Experimenty

## 3.1 Polarizace světla

Elektromagnetické vlnění je mimo jiné charakterizováno směrem vektoru kmitání elektrické složky záření. Jestliže mluvíme o lineárně polarizovaném záření, pak tento vektor kmitá v jediné rovině, která se nemění. Pokud otáčíme polarizačním filtrem, skrz který necháme procházet polarizované světlo, mění se intenzita prošlého světla. Obrázek 1 ilustruje tzv. Malusův zákon

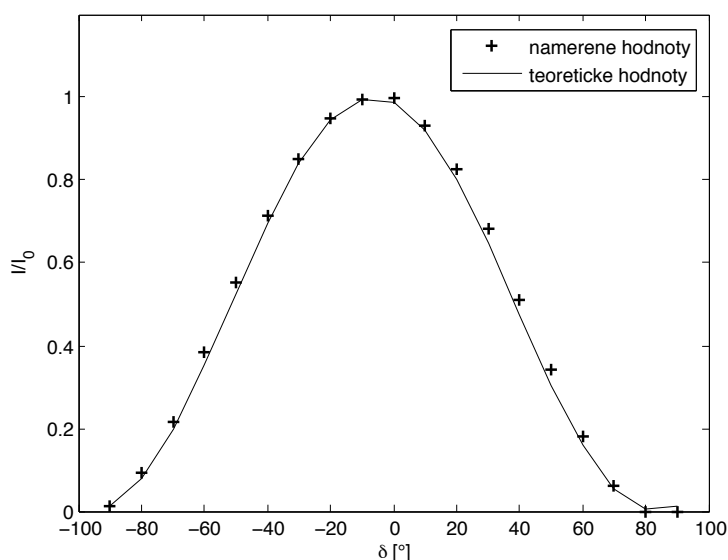


Obrázek 1: Malusův zákon

$$I = E^2 = E_0^2 \cos^2 \delta, \quad (1)$$

kteřý popisuje intenzitu  $I$  světla prošlého skrz polarizační filtr, jehož osa je pootočená oproti vektoru intezity dopadajícího světla o úhel  $\delta$ .

Přes polarizační filtr jsme nechali procházet svazek laserového záření na fotodiodu připojenou k voltmetru. Na voltmetru jsme následně odečetli hodnoty generovaného napětí při otáčení polarizačním filtrem (viz. graf na obrázku 2). Z grafu je vidět, že naměřené hodnoty korespondují s předpokládanými hodnotami vycházejícími z Malusova zákona. Z toho můžeme usoudit, že laserové světlo je lineárně polarizované.



Obrázek 2: Graf

## 3.2 Michelsonův Interferometr

Paprsek ze zdroje L dopadá na polopropustnou skleněnou destičku, kde se dělí na paprsky 1 a 2. Paprsek 1 se odrazí od zrcadla  $Z_1$  (odražený paprsek označen 1') a po průchodu destičkou dopadá na stínítko, kde interferuje s paprskem 2' odraženým od zrcadla  $Z_2$ . Před stínítkem je umístěna čočka (rozptylka R), která zvětšuje interferenční obrazec. Pokud jsou vzdálenosti zrcadel od destičky stejné, budou stejné i dráhy paprsků a na stínítku se interference zesílí. Když změním vzdálenost druhého zrcadla od destičky, dráhový rozdíl paprsků způsobí vznik interferenčních obrazců. Vzniknou interferenční maxima a minima. Tento interferometr se používá k určení vlnové délky použitého světla, nebo k měření extrémně malých vzdáleností.

Vlnovou délku lze určit ze vztahu

$$\lambda = \frac{2s}{N} \quad (2)$$

Posouvali jsme jedním zrcadlem a pozorovali změnu interferenčního obrazce. Docházelo k posunu proužků. Zvolili jsme si na stínítku jeden bod, posouvali zrcadlo pomocí mikrometrického šroubu a počítali tmavé interferenční proužky, které prošly přes zvolený bod. V tabulce 1 jsou výsledky několika měření pro 30 proužků.  $N=30$  (počet interferenčních minim)

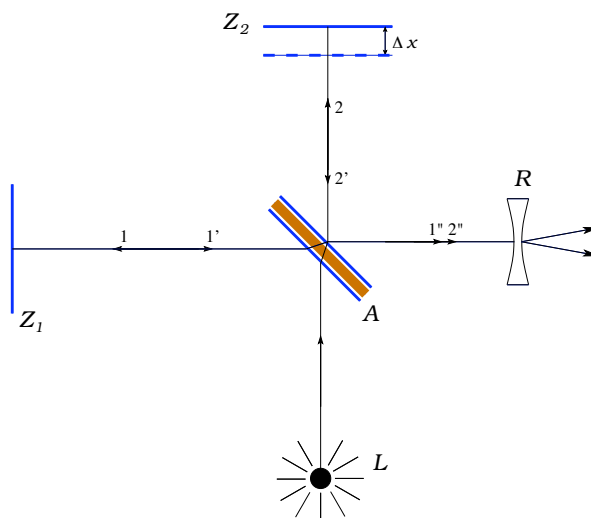
s...dráha posunutí zrcátka

s [ $\mu\text{m}$ ]	$\lambda$ [nm]
10.2	680
9.7	647
10.5	700
10.0	667

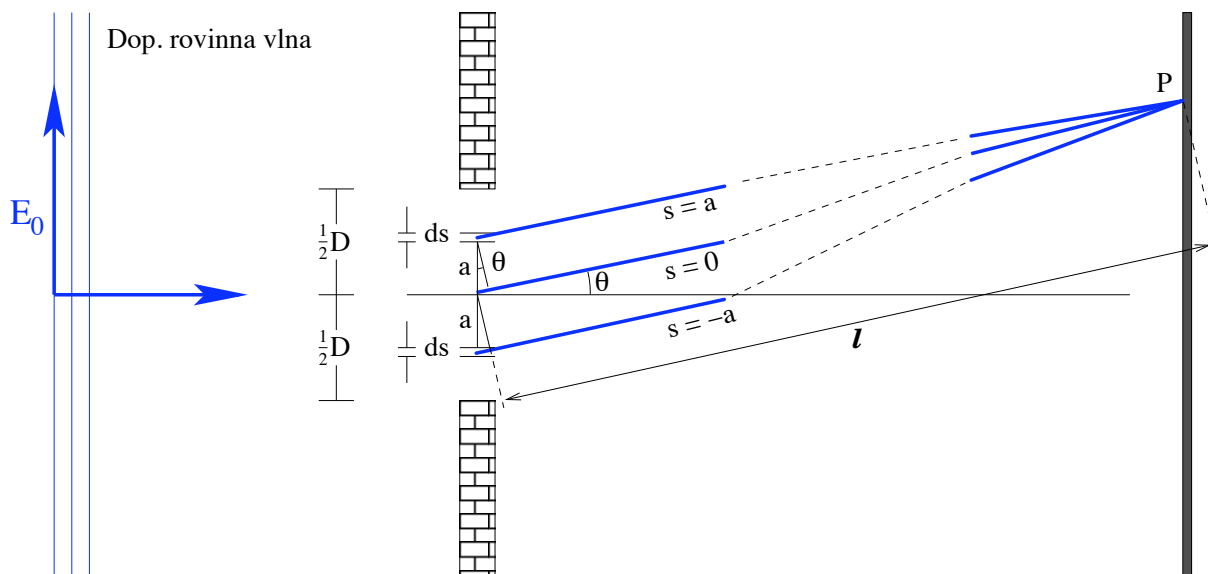
Tabulka 1: Měření vlnové délky laserového světla pomocí Michelsonova interferometru. V levém sloupci je dráha, kterou jsme naměřili mikrometrickým šroubem, po napočítání 30 proužků

## 3.3 Měření šířky otvoru

Pro tento experiment potřebujeme zdroj koherentního světla (laser), otvor malých rozměrů a stínítko. Jestliže otvorem prochází světlo, na stínítku za otvorem se tvoří interferenční obrazce. Pokud známe optickou dráhu (vzdálenost otvoru od stínítka) a rozměry interferenčního obrazce, můžeme určit rozměry daného otvoru.



Obrázek 3: Michelsonův interferometr



Obrázek 4: Fraunhoferův ohyb světla na štěrbíně

### 3.3.1 Měření šířky štěrbiny

Štěrbinu konečné šířky  $D$  můžeme díky Huyghensově principu rozdělit na nekonečně mnoho nekonečně malých bodů šířky. Pokud na štěrbinu dopadají rovinné vlny monochromatického světla (viz obrázek 4), tak každý takový kousek můžeme považovat za elementární zdroj. Paprsky pocházející z těchto zdrojů budou vůči sobě fázově posunuté, takže na stínítku P budou vytvářet interferenční obrazec. Příspěvky těchto zdrojů zintegrujeme a výsledná intenzita v bodě P bude:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{\sin^2(jkD \sin \theta)}{(\frac{1}{2}jkD \sin \theta)^2} \quad (3)$$

kde  $I_0$  je intenzita centrálního maxima při  $\theta = 0$ . Pro minima funkce (3) platí

$$\sin \theta = \frac{m\lambda}{D} \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad \sin \theta = \frac{d}{2L} \quad (4)$$

kde

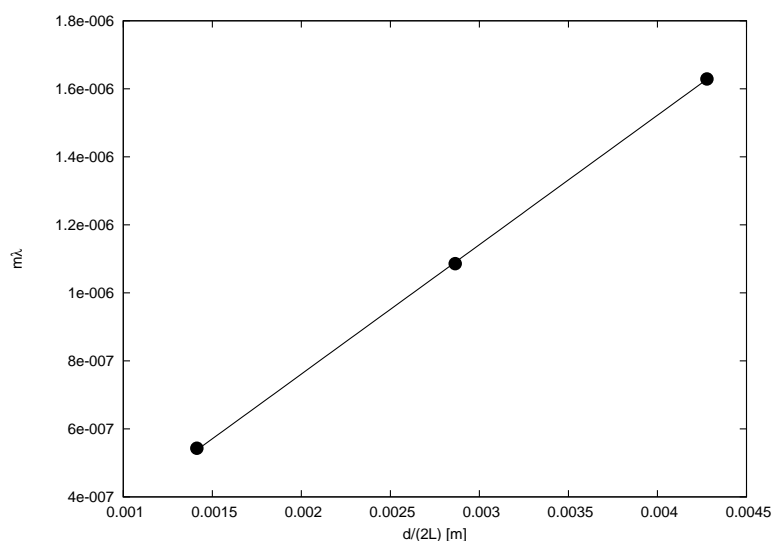
$d$ ...vzdálenost interferenčních minim

$D$ ...šířka štěrbiny

$L$ ...optická vzdálenost.

Naneseme-li do grafu na osu x naměřené hodnoty  $\frac{d}{2L}$  a na osu y hodnoty  $\frac{m}{\lambda}$ , pak  $D$  určíme jako směrnicí vzniklé přímky (viz obrázek 5)

$$D = 0.3806 \pm 0.00088\text{mm}$$



Obrázek 5: Graf štěrbiny

### 3.3.2 Kruhový otvor

Tak jako jsme si v předchozím odstavci mohli štěrbinu konečné šířky představit jako nekonečně mnoho nekonečně malých bodů, tak si kruhový otvor můžeme představit jako nekonečně mnoho štěrbin, které se rozšiřují a zužují podle funkce  $2\sqrt{R^2 - s^2}$ , kde  $R$  je poloměr kruhového otvoru a  $s$  vzdálenost od středu. Díky symetrii kruhového otvoru tak můžeme počítat příspěvky

$$dE = E_0 \frac{2\sqrt{R^2 - s^2}}{\pi R^2} ds \quad (5)$$

horizontálních elementárních štěrbin.

$$E = \frac{2E_0 e^{j\omega t - kl}}{\pi R^2} \int_{-R}^R e^{(jks \sin \theta)} \sqrt{R^2 - s^2} ds \quad (6)$$

Imaginární část integrálu je lichou funkcí  $s$  a díky symetrii horní a dolní meze rovna 0. Po substitucích

$$\sin \theta = \frac{C\lambda}{R} \quad u = \frac{s}{R} \quad (7)$$

dostaneme integrál do tvaru

$$J(C) = \int_{-1}^1 \sqrt{1 - u^2} \cos(2\pi C u) du$$

což je eliptický integrál, který nemá primitivní funkci. K nalezení minima funkce (6) ale stačí řešit (numericky) integrální rovnici  $J(C) = 0$ . Algoritmus, který je napsán v programu Matlab je na příloženém CD. Výsledek řešení je na obrázku 6. Při měření jsme na stínítku pozorovali soustavu světlých a tmavých kroužků. Použili jsme žlutý a zelený laser. Měřili jsme průměry tmavých interferenčních kroužků (1. až 5. kroužek) a dosazovali je do vztahu (7), kde hodnoty  $C_1$  až  $C_5$  pro 1. až 5. kroužek jsou určeny řešením  $J(C) = 0$ :

$$C_1 = 0.6102, C_2 = 1.169, C_3 = 1.6194, C_4 = 2.1208, C_5 = 2.6216$$

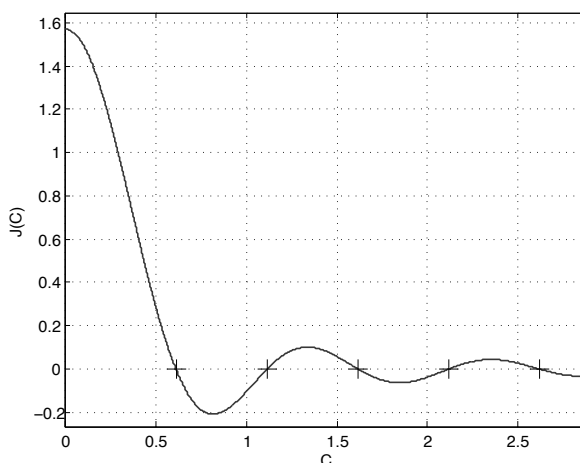
Stejně jako v případě štěrbin jsme nanášeli do grafů pro zelený a žlutý laser hodnoty  $d/4L$  na osu x a

$C\lambda$  na osu y

a počítali směrnici vzniklé přímky, která odpovídá průměru kruhového otvoru  $D$ . Výsledky jsou

$$D = 0.996 \pm 0.0012 \text{ u žlutého a } R = 1.0051 \pm 0.00596 \text{ u zeleného laseru.}$$

Je vidět, že chyba měření u zeleného laseru je vyšší, neboť menší interferenční kroužky způsobené kratší vlnovou délkou se hůře měřily.



Obrázek 6: Graf beselovy funkce  $J(C)$  v závislosti na  $C$ . Křížky označují místa, kde  $J(C)$  protíná osu y

## 4 Shrnutí

Měření potvrdilo, že laserové světlo je monochromatické, lineárně polarizované a koherentní. Díky jeho koherenci je možno pozorovat interferenční jevy a s pomocí těchto jevů (měření rozměrů interferenčních obrazců) měřit rozměry malých otvorů.

## Poděkování

Děkujeme Katedře fyziky FJFI ČVUT za finanční podporu a poskytnutí technického zázemí a našemu konzultantovi Davidovi Tlustému za vedení tohoto projektu.

## Reference

- [1] M. Vrbová *Lasery a moderní optika* (Prometeus, Praha 1994)
- [2] Arthur Beiser *Úvod do Moderní fyziky* (Academia, Praha 1975)
- [3] Blum, Roller *Physics, Volume 2* (Holden-Day, San Francisco 1982)