

Fyzikální praktikum 2

11. Interference a difrakce světla

Úkoly k měření

Povinná část

- Měření tloušťky tenké vrstvy Tolanského metodou.

Varianty povinně volitelné části

- A. Newtonova skla.
- B. Difrakce světla na mřížce.

Povinná část

Úvod

Jednou z nejužívanějších metod měření tloušťky tenkých vrstev (tloušťka $t = 10^1 - 10^2$ nm) je interferometrická metoda podle Tolanského [1], která se v současné době častěji nazývá Fizeauova metoda (Fizeauovy interferenční proužky stejné tloušťky).

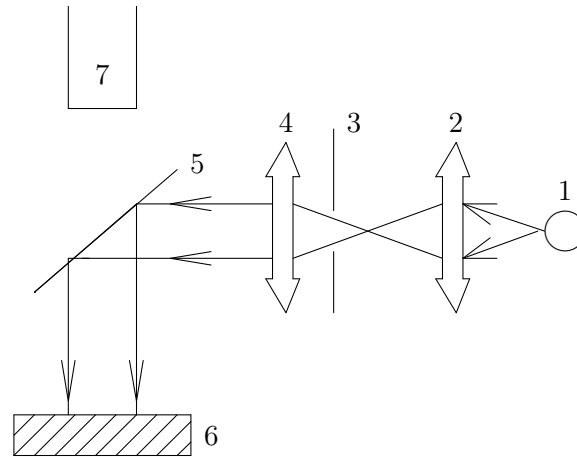
Uspořádání experimentu

Metoda je založena na vícenásobné interferenci světla na vzduchové mezeře vytvořené mezi měřeným vzorkem a polopropustným zrcadlem. Měřený vzorek je připraven tak, že na části podložky je měřená vrstva odstraněna (např. vrypem). Tento systém se pokryje nepropustnou vrstvou kovu s vysokou odrazivostí (např. Al, Ag). Předpokládá se, že krycí vrstva dokonale reprodukuje vryp. Mezi takto připraveným vzorkem a polopropustným zrcadlem se citlivým mechanismem vytvoří vzduchová klínová mezera s malým úhlem klínu. Celý tento systém se pak osvětlí monochromatickým světlem o vlnové délce λ .

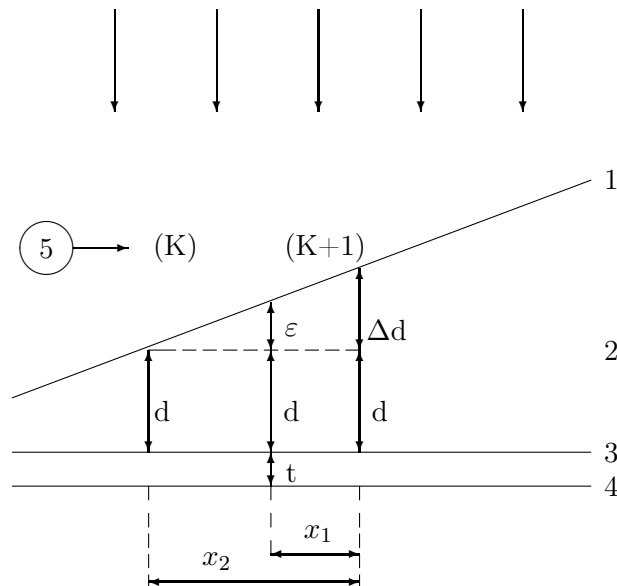
Principiální uspořádání experimentu je na obr. 11.1.

Teoretická podstata metody

Vznik interferenčních proužků na klínové vzduchové mezeře je schematicky znázorněn na obr. 11.2. Na systém znázorněný na tomto obrázku dopadá téměř kolmo rovnoběžný svazek paprsků monochromatického světla. V důsledku interference na vzduchové mezeře se v zorném poli mikroskopu objeví systém rovnoběžných tmavých proužků v těch místech, kde je splněna podmínka minima interference.



Obrázek 11.1: Principiální uspořádání experimentu. (1) je zdroj monochromatického světla, (2) kondenzor, (3) clona, (4) kolimátor, (5) dělicí kostka, (6) vzorek a (7) objektiv mikroskopu.



Obrázek 11.2: Vznik interferenčních proužků na klínové vzduchové mezeře. (1) je polopropustné zrcadlo, (2) vzduchová mezera (index lomu $n = 1$), (3) horní plocha vrypu, (4) spodní plocha vrypu, (5) interferenční řád.

Pro vrstvu bez vrypu platí

$$2d = K \lambda \quad (11.1a)$$

$$2(d + \Delta d) = (K + 1) \lambda. \quad (11.1b)$$

Z toho vyplývá

$$\Delta d = \frac{\lambda}{2}, \quad (11.2)$$

kde K je interferenční řád.

Pro vrstvu s vrypem platí

$$2(d + \Delta d) = (K + 1)\lambda \quad (11.3a)$$

$$2(d + \varepsilon + t) = (K + 1)\lambda. \quad (11.3b)$$

Z toho vyplývá

$$t = \Delta d - \varepsilon, \quad (11.4)$$

kde t je tloušťka vrstvy, kterou máme stanovit.

Z podobnosti trojúhelníků na obr. 11.2 vyplývá

$$\frac{\varepsilon}{x_2 - x_1} = \frac{\Delta d}{x_2} \quad \longrightarrow \quad \varepsilon = \Delta d \frac{x_2 - x_1}{x_2}. \quad (11.5)$$

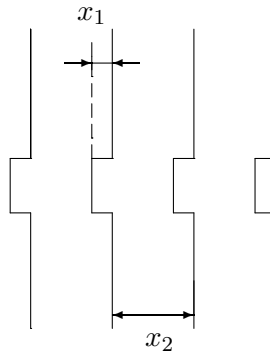
Po dosazení a úpravě pak

$$t = \frac{x_1}{x_2} \frac{\lambda}{2}. \quad (11.6)$$

Poznámka: Určení parametru t je jednoznačné pouze pro případ $t < \lambda/2$. Je-li $t > \lambda/2$ je úloha nejednoznačná a měření je třeba provádět pro dvě vlnové délky.

Postup měření

Návod k obsluze mikroskopu bude k dispozici u úlohy. V zorném poli mikroskopu se objeví systém interferenčních proužků (obr. 11.3), kde úseky x_1 a x_2 jsou jednoduše měřitelné například odečítacím okulárem.



Obrázek 11.3: Schéma obrazu v mikroskopu.

Přesnost uvedené metody je $\pm(1-3)$ nm a závisí zejména na

1. odrazivostech polopropustného zrcadla a krycí vrstvy. Požaduje se poměrně vysoká odrazivost obou, přičemž odrazivost krycí vrstvy musí být vyšší než odrazivost zrcadla, abychom dosáhli dobrého kontrastu interferenčních proužků;
2. monochromatickosti dopadajícího světla;
3. povrchové drsnosti polopropustného zrcadla i krycí vrstvy.

Úkoly

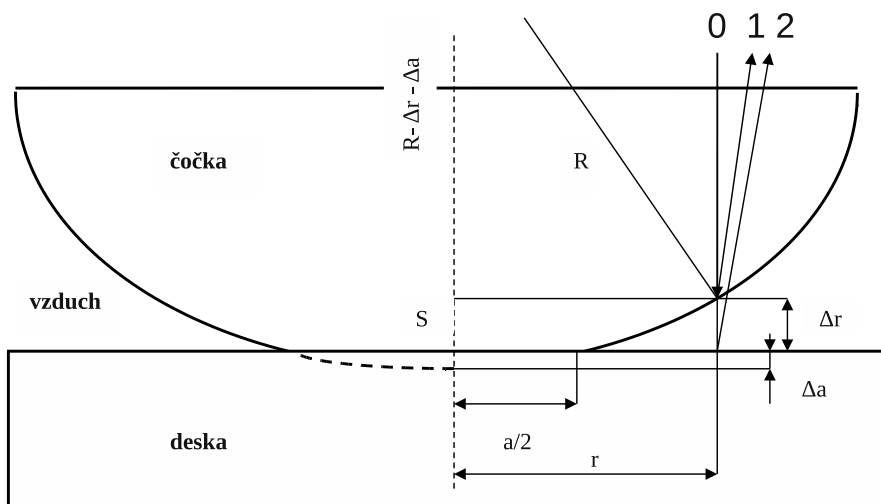
1. Nastavit v zorném poli mikroskopu 5–10 interferenčních proužků.
2. Proměřit interferenční obrazec.
3. Nastavit jiný počet interferenčních proužků a opakovat bod 2.

4. Stanovit hodnotu tloušťky.
5. Body 1 až 4 opakovat na jiném místě vzorku.
6. Zhodnotit rovnoměrnost tloušťky vrstvy s přihlédnutím k chybě měření.

Varianta A: Newtonova skla

Teorie

K měření vlnové délky světla se použije interferenční jev na tenké vzduchové mezeře mezi rovinnou skleněnou deskou a čočkou o poloměru R na ni položenou. Při pozorování v odraženém nebo v prošlém světle vidíme střídající se světlé a tmavé kruhové proužky s rostoucím poloměrem r , tzv. Newtonovy kroužky. Na styku kulové čočky s rovinnou skleněnou deskou se čočka i deska nepatrně deformují a z bodového kontaktu S vznikne plošný kruhový kontakt, který se v odraženém světle projeví jako tmavá a v prošlém světle jako světlá kruhová ploška, tzv. Hertzova skvrna, jejíž poloměr $a/2$ závisí na přítlačné síle. Situace v rovině řezu je na obrázku 11.4.



Obrázek 11.4: Schématický náčrt interferujících paprsků na Newtonových sklech.

Předpokládáme, že rovinná monochromatická vlna o vlnové délce λ dopadá kolmo na rovinnou lámavou plochu čočky postupuje ke kulové lámavé ploše, kde se částečně odráží a s opačnou fází postupuje zpět. Část vlny postupuje dále vzduchovou mezerou a na rozhraní vzduch deska se bez změny fáze částečně odráží a se stejnou fází postupuje zpět. V bodech na kružnici o poloměru r se středem v bodě dotyku čočky s deskou to ukazují tři paprsky: vstupující „0“ a dva odražené „1“ a „2“. Vystupující vlny interferují a výsledná intenzita závisí na rozdílu fází vln, respektive na dráhovém rozdílu obou odražených paprsků. Podle obrázku je dráhový rozdíl Δ paprsků „1“ a „2“ s ohledem na změnu fáze roven

$$\Delta = 2\Delta r + \frac{\lambda}{2} \quad (11.7)$$

Minimum intenzity světla nastane na kružnicích o poloměrech r_k , pro které je dráhový rozdíl roven lichému násobku $\lambda/2$, tj.

$$\Delta = (2k + 1)\frac{\lambda}{2}, \quad \text{resp.} \quad \Delta r_k = k\frac{\lambda}{2}, \quad (11.8)$$

kde $k = 1, 2, \dots$ je řád minima. Velikost vzduchové mezery Δr mezi čočkou a deskou ve vzdálenosti r od bodu dotyku S určíme z geometrie:

$$(R - \Delta r - \Delta a)^2 + r^2 = R^2 \quad (11.9)$$

$$(R - \Delta a)^2 + \left(\frac{a}{2}\right)^2 = R^2 \quad (11.10)$$

Výšku kruhového vrchlíku Δa vzniklého deformací kulové plochy čočky určíme z (11.10) za předpokladu, že $2R \gg \Delta a$

$$\Delta a = \frac{a^2}{8R} \quad (11.11)$$

Za předpokladu, že $2R \gg \Delta r + \Delta a$ obdržíme z rovnice (11.9)

$$2R(\Delta r + \Delta a) = r^2$$

a použitím (11.11) získáme pro poloměr kružnice r , na které je velikost vzduchové mezery Δr

$$r^2 = 2R\Delta r + \frac{a^2}{4} \quad (11.12)$$

Jestliže velikost vzduchové mezery vyhovuje rovnici (11.8) získáme pro poloměry kružnic r_k s minimem intenzity světla rovnici

$$r^2 = \lambda Rk + \frac{a^2}{4} \quad (11.13)$$

Z rovnice (11.13) vyplývá, že druhá mocnina poloměru tmavého kroužku je lineární funkcí řádu minima k . Vyneseme-li závislost (11.13) do grafu, získáme rovnici přímky ($Y = r_k^2$ a $X = k$)

$$Y = A + BX \quad (11.14)$$

a z konstant A, B můžeme určit vlnovou délku a poloměr Hertzovy skvrny:

$$\lambda = \frac{B}{R} \quad \frac{a}{2} = \sqrt{A} \quad (11.15)$$

Chceme-li určit pouze vlnovou délku můžeme ji určit z rozdílu druhých mocnin dvojic poloměrů r_k a r_n podle (11.13) takto:

$$\lambda = \frac{r_k^2 - r_n^2}{R(k - n)} \quad (11.16)$$

Postup měření

Pro měření poloměrů Newtonových kroužků použijeme mikroskop s horním osvětlením a měřícím okulárem. Dvě čočky o stejném poloměru křivosti jsou uloženy v kovovém přípravku s válcovým otvorem, do kterého se volně zasunuje objektiv mikroskopu tak, aby bylo možné interferenční kroužky zaostřit. V takovém případě je velikost vzduchové mezery dvojnásobná oproti uspořádání čočka-planparalelní destička. Rovnice (11.13) pro poloměry kružnic r_k s minimem intenzity potom přejde na vztah

$$r^2 = \frac{1}{2}\lambda Rk + \frac{a^2}{4} \quad (11.17)$$

a vztah (11.15) pro určení vlnové délky ze směrnice přímky na

$$\lambda = \frac{2B}{R} \quad \frac{a}{2} = \sqrt{A}. \quad (11.18)$$

Podobně vztah (11.16) pro určení vlnové délky z rozdílu druhých mocnin dvojic poloměrů r_k a r_n přejde na:

$$\lambda = 2 \frac{r_k^2 - r_n^2}{R(k - n)} \quad (11.19)$$

Z rovnice (11.17) vyplývá, že druhá mocnina poloměru tmavého kroužku je lineární funkcí řádu minima k . Pro osvětlení můžeme použít sodíkovou výbojku nebo luminiscenční diodu. Protože

mikroskopem určíme poloměry Newtonových kroužků v dílkách stupnice okuláru, je třeba nejdříve určit pomocí testovacího sklíčka zvětšení mikroskopu $Z = y'/y$, kde y je vzdálenost vrypů na testovacím sklíčku v μm a y' je vzdálenost vrypů v dílkách. Skutečnou velikost Newtonových kroužků v μm určíme jako $r_k = r'_k/Z$. Při měření postupujeme tak, že vložíme přípravek na stolek mikroskopu zaostříme interferenční kroužky a jemným pohybem přípravku nebo stolečku mikroskopu umístíme kroužky do středu zorného pole. Velikosti kroužků určujeme ze dvou krajních poloh na kroužku, jejichž rozdíl určuje průměr kroužku. Postupujeme od nejmenšího k největšímu kroužku tak, jak to umožní stupnice okuláru.

Poznámka:

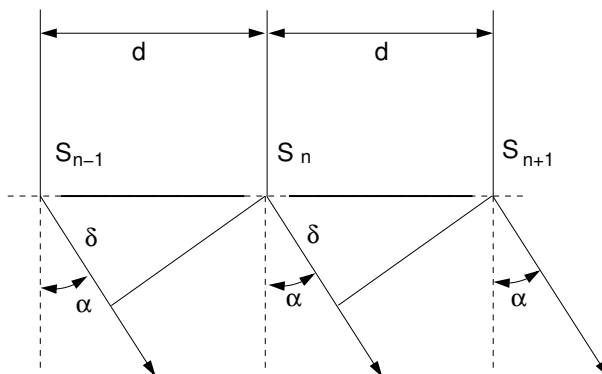
Pro určení vlnové délky světla potřebujeme znát poloměr křivosti lámavé plochy čoček R . Pokud její hodnota není známá, nebo není uvedena s dostatečnou přesností, ale máme k dispozici zdroj monochromatického záření o známé vlnové délce, např. sodíkovou výbojku s vlnovou délkou $\lambda = 589,30\text{ nm}$, můžeme měřením poloměrů Newtonových kroužků poloměr čočky R z rovnic (11.17) nebo (11.19) určit.

Úkoly

1. Sestavte přípravek s čočkou a deskou, vložte jej do objektivu mikroskopu, zaostřete interferenční proužky a umístěte střed kroužků do středu zorného pole mikroskopu. Ověřte funkci měřicího okuláru a případně zaostřete stupnici čočkou okuláru.
2. Osvětlete vzorek diodou LED (je napájena přes regulační odpor z baterie o napětí 4,5 V) a proměřte průměry všech kroužků v rozsahu stupnice. Určete vlnovou délku LED.
3. Z výsledků měření 1 a 2 určete průměr a Hertzovy skvrny.

Varianta B: Difrakce světla na mřížce

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. Osvětíme-li takovou mřížku (obr. 11.5) rovnoběžným svazkem paprsků s vlnovou délkou λ , 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 štěrbin pod tímž úhlem α v ohniskové rovině objektivu.



Obrázek 11.5: Schéma měření s difrakční mřížkou na průchod.

Z obr. 11.5 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 δ podmínku

$$\delta = d \sin \alpha = m \lambda, \quad (11.20)$$

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

$$\sin \alpha_1 = \lambda/d, \sin \alpha_2 = 2\lambda/d, \dots, \sin \alpha_r = m\lambda/d. \quad (11.21)$$

Na základě vztahů (11.21) lze velmi přesně určit vlnovou délku světla.

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

Uspořádání experimentu

Na optické lavici je umístěn He-Ne laser, optická mřížka a pozorovací stínítko s milimetrovým papírem, viz obr. 11.6. 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.

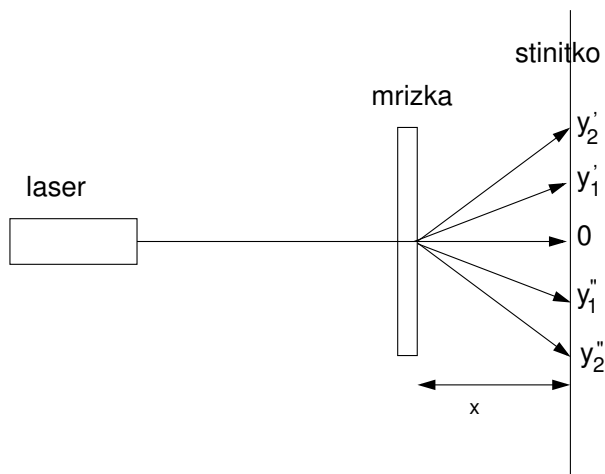
Při experimentu pozor – záření laseru je nebezpečné pro oko!

Vzdálenost x mezi mřížkou a stínítkem lze měnit a měřit ji pomocí stupnice na optické lavici. Protože vrypy 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

$$\sin \alpha_m = \frac{y_m}{\sqrt{y_m^2 + x^2}} \quad m = 1, 2, \dots \quad (11.22)$$

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

$$y_1 = \frac{y'_1 + y''_1}{2} \quad \text{a} \quad y_2 = \frac{y'_2 + y''_2}{2}. \quad (11.23)$$



Obrázek 11.6: Schéma měření s difrakční mřížkou na průchod.

Dosazením (11.22) do (11.20) můžeme určit buď vlnovou délku světla λ , pokud známe vzdálenosti vrypů mřížky d , nebo vzdálenost vrypů d , resp. jejich hustotu N , pokud budeme znát vlnovou délku λ .

Úkoly

1. Pozorujte difrakční jev na stínítku a vzdálenost x nastavte tak, aby bylo možno pozorovat dvě difrakční maxima po obou stranách stopy primárního svazku. Změřte polohu všech maxim a měření opakujte pro různé hodnoty x . Stejně měření proveďte pro druhou mřížku.
2. Určete u obou mřížek vzdálenost vrypů d a jejich hustotu N . Zjištěné hodnoty porovnejte s hodnotami uvedenými výrobcem mřížek. Vlnovou délku He-Ne laseru určete např. z tabulek [3].

Užití v praxi: Interferenčního zesílení či zeslabení světla se ve velkém měřítku užívá v různých optických filtrech, kam lze zařadit i antireflexní vrstvy optických prvků. Interferenční obrazce exponované ve fotografické emulzi představují základ hologramu, který při osvětlení světlem o stejné vlnové délce, jakou byl exponován, rekonstruuje prostorový obraz daného předmětu. Interferenční techniky pak nacházejí široké uplatnění v astronomii, zejména té radiové, kdy současným měřením signálu ze dvou vzdálených míst lze dosáhnout úhlového rozlišení tisícín úhlové vteřiny.

Difrakční mřížky (narozdíl od praktika sledovány v odraženém světle) jsou základem naprosté většiny současných spektrometrů. Difrakční jevy pak lze pozorovat i na strukturách s řádově menší periodou, jako jsou atomové roviny nebo krystaly makromolekul.

Literatura:

- [1] Bennett H.E., Bennett J.M.: *Physics of Thin Films*, Vol. 4, Academic New York, 1967.
- [2] J. Kuběna: *Úvod do optiky*. Skripta MU Brno, 1994.
- [3] J. Brož, V. Roskovec, M. Valouch: *Fyzikální a matematické tabulky*. SNTL Praha, 1980.
- [4] Z. Horák: *Praktická fyzika*. SNTL Praha, 1958.
- [5] J. Brož a kol.: *Základy fyzikálních měření I*. SPN Praha, 1983.