

Jihočeská univerzita v Českých Budějovicích

Pedagogická fakulta katedra fyziky

Příprava podkladů pro e-learning fyzikálních praktik
(Background preparation for e-learning of physical experiments)

Bakalářská práce

Vedoucí práce:
prof. RNDr. Petr Špatenka, CSc.

Vypracoval:
Jan Proll

Anotace:

Cílem této bakalářské práce je zpracování témat fyzikálních praktik III. kmity, optika, vlnění, která jsou součástí výuky na PF JU katedry fyziky, do elektronické podoby, s cílem usnadnit přípravu studentů na tato fyzikální praktika. Stěžejními částmi práce jsou optika, kmity a vlnění. Smyslem praktik samotných je hlubší porozumění fyzikálním jevům s nimiž se mohou studenti setkat v praktickém životě.

Abstrakt:

The main goal of this bachelor thesis is the elaboration of themes for physical practises III oscillations, waves and optics, which are a part of curriculum of physics at the Faculty of Education, University of South Bohemia. These physical practises were transformed into electronic form for the simplification of preparation of students to the education. Main parts of this thesis are oscillations, waves and optics. Importance of these practices lies in the introduction and clarification of basic phenomena which come across a practical life.

Prohlášení

Prohlašuji, že svoji bakalářskou práci jsem vypracoval samostatně pouze s použitím pramenů a literatury uvedených v seznamu citované literatury.

Prohlašuji, že v souladu s § 47b zákona č. 111/1998 Sb. v platném znění souhlasím se zveřejněním své bakalářské práce fakultou, a to v nezkrácené podobě elektronickou cestou ve veřejně přístupné části databáze STAG provozované Jihočeskou univerzitou v Českých Budějovicích na jejích internetových stránkách.

V Českých Budějovicích
Dne 17.11.2008
Jan Proll

1 Obsah

2. Měření charakteristik fotocitlivých prvků	5
3. Měření ohniskové vzdálenosti tenkých čoček	10
4. Studium ohybových jevů na optické mřížce	20
5. Studium stojatého vlnění struny	25
6. Optická laboratorní měření	31
7. Studium tlumených kmitů	37
8. Základní fotometrická měření	41
9. Index lomu na hranolu	46
10. Studium parametrů dalekohledu	51
11. Akustická měření	57
12. Mikroskopická měření	62
13. Závěr	68
14. Použité zdroje	69

2 Měření charakteristik fotocitlivých prvků

Pomůcky:

Fotoodpor, fotodioda, fotonka, voltmetr, ampérmetr, luxmetr, tři zdroje stejnosměrného napětí (1,5 V, 6 V, 0-150 V), potenciometr (1200 Ω), odpor (100 k Ω), osvětlovací lampa, spojovací vodiče.

Úkol:

- 1) Určete voltampérovou charakteristiku fotoodporu při denním osvětlení a při osvětlení $E=1000$ lx.
- 2) Určete voltampérovou charakteristiku fotodiody při osvětlení $E=0$ lx a $E=2000$ lx.
- 3) Určete voltampérovou charakteristiku fotonky při $E=1000$ lx.
- 4) Určete luxampérovou charakteristiku fotonky při konstantním $U=100$ V a vypočtete její integrální citlivost pro všechny hodnoty osvětlení.

Poznámky:

- 1) Zvažte, zda je nutné započítávat úbytek napětí na ampérmetru.
- 2) Pozor na včasné přepólování mikroampérmetru při měření propustné větve charakteristiky fotodiody.

Teorie:

Vlastnosti fotocitlivých prvků se popisují pomocí vztahů mezi třemi veličinami, a to světelným tokem Φ dopadajícím na fotocitlivý prvek (tuto veličinu můžeme nahradit osvětlením E), napětím U přiloženým na fotocitlivý prvek a proudem I , jím protékajícím. Závislost mezi těmito veličinami se obvykle vyjadřuje pomocí sítě voltampérových [$I = f(U)$], popřípadě lumenampérových [$I = f(\Phi)$] charakteristik. Lumenampérovou charakteristikou rozumíme závislost proudu I na světelném toku Φ při konstantním napětí U . Proud měříme obvykle v mikroampérech a světelný tok v lumenech (lm). V některých případech se lumenampérová charakteristika nahrazuje luxampérovou charakteristikou [$I=f(E)$], která udává závislost proudu v obvodu na osvětlení fotocitlivého prvku měřeném v luxech (lx). Je-li fotocitlivý prvek osvětlen světlem složeným, je možno zvyše jmenovaných charakteristik odečíst integrální citlivost K definovanou jako podíl přírůstku proudu ΔI protékajícího fotocitlivým prvkem a změny světelného toku $\Delta\Phi$ (respektive přírůstek osvětlení ΔE), ponecháme-li napětí konstantní.

$$K = \frac{\Delta I}{\Delta\Phi} \cdot U = \text{konstanta},$$

respektive:

$$K = \frac{\Delta I}{\Delta E} \cdot U = \text{konstanta}.$$

Integrální citlivost K se obvykle udává v $\mu\text{A} \cdot \text{lm}^{-1}$, respektive $\mu\text{A} \cdot \text{lx}^{-1}$ a její velikost určuje směrnice lumenampérové, respektive luxampérové charakteristiky. Kromě integrální citlivosti se uvádí ještě pojem spektrální citlivost K , která charakterizuje citlivost fotocitlivého prvku na monochromatické světlo o vlnové délce λ . Je definována obdobně jako integrální citlivost.

Fotoelektrické odpory:

Základním prvkem je polovodič s poměrně velkým odporem, u kterého dochází k vnitřnímu fotoelektrickému jevu. Tímto jevem rozumíme uvolňování párů elektron díra po absorpci světelných kvant. Díky tomu se následně po osvětlení zvýší vodivost polovodiče. Voltampérové charakteristiky jsou lineární. Odpor neosvětleného fotoodporu se pohybuje v rozmezí mezi 10^4 až $10^6 \Omega$. Při osvětlení 100 luxů klesá elektrický odpor až o tři řády.

Fotoelektrické diody:

Tyto diody se principiálně neliší od polovodičových usměrňovacích diod. Pro jejich činnost mají rozhodující úlohu minoritní (menšinová) nositelé elektrického náboje. Jejich koncentrace stoupá s teplotou a s velikostí osvětlení. Tento jev vzniká při absorpci světelných kvant, jejichž energie je větší než aktivační energie potřebná k uvolnění elektronu. Na rozhraní P-N vzniká vlivem majoritních nositelů potenciálový rozdíl U a elektrické pole E . Toto elektrické pole způsobuje pohyb minoritních nositelů v nepropustném směru, to znamená, že vzniká fotoelektromotorické napětí, takže spojíme-li elektrody odporem R , vzniká fotoelektrický proud bez vnějšího zdroje napětí. Mluvíme o hradlové fotodiodě. O fotodiodě mluvíme tehdy, připojíme-li na diodu napětí v nepropustném směru. Hradlovou diodu je možné použít jako fotodiodu. Není-li fotodioda osvětlená, má voltampérová charakteristika obdobný průběh jako usměrňovací polovodičová dioda. Je-li osvětlená, potom proud I v nepropustném směru se stává nasyceným při napětí od 0,3 až do 0,5 V, ale s osvětlením se ve značné míře zvyšuje. Naproti tomu proud v propustném směru je tvořen majoritními nositeli, jejichž koncentrace nezávisí na osvětlení, kdežto v závěrném směru je tvořen nositeli minoritními, jejichž koncentrace s osvětlením roste. Proto má praktický význam jen zapojení v nepropustném směru.

Vakuové a plynové fotonky:

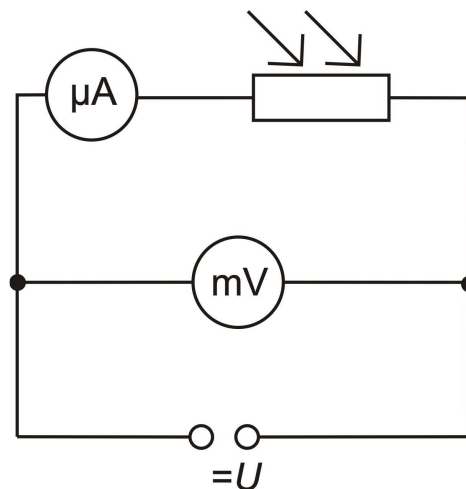
Vakuové a plynové fotonky jsou tvořeny skleněnou baňkou, jejíž stěny jsou, až na vstupní okénko, postříbřeny. Proti vstupnímu okénku je na stěně baňky nanášena citlivá vrstva schopná fotoemise. Tato vrstva tvoří katodu fotonky. Moderní fotokatody jsou tvořeny z více vrstev nanášených na sobě. Uprostřed fotonky je anoda. Někdy je uspořádání opačné, světlo dopadající na fotonku je pak anodou soustředěno na katodu. Elektrické pole je tvořeno napětím mezi katodou a anodou a přitahuje elektrony uvolněné fotoemisí z katody směrem k anodě. Po osvětlení se stane fotonka vodivou. Při použití vakuové fotonky se proud zvětšuje zpočátku velmi rychle, ale s rostoucím napětím, už při 10 až 30 V se dosahuje nasycený stav, kdy všechny emitované elektrony

jsou přitahovány anodou. Po překročení tohoto napětí se proud mění pouze při změně osvětlení. Charakteristika fotonek plněných plynem má zpočátku podobný průběh jako vakuová (cca 20-30 V), dokud nevzniká nárazová ionizace. Charakteristika má exponenciální průběh a blíží se asymptoticky zápalnému napětí, při kterém vzniká doutnavý výboj. K němu však dojít nesmí, protože doutnavý výboj (pokud není v elektrickém obvodu zapojen ochranný odpor) může přejít v obloukový, který fotonku okamžitě zničí.

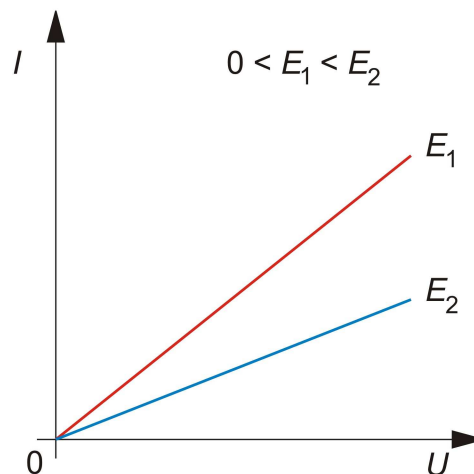
Postup měření:

Měření voltampérové charakteristiky fotoodporu

Sestavíme obvod dle schématu na obrázku 2a. Luxmetrem změříme denní osvětlení (luxmetr pokládáme do roviny fotoodporu). Potenciometrem postupně měříme napětí U po 0,5 V od 0 až do 6 V a měříme protékající proud. Totéž provedeme při osvětlení pomocí lampy (řádově 1000 lx). Naměřené hodnoty zpracujeme do tabulky a sestojíme graf, viz obrázek 2b.



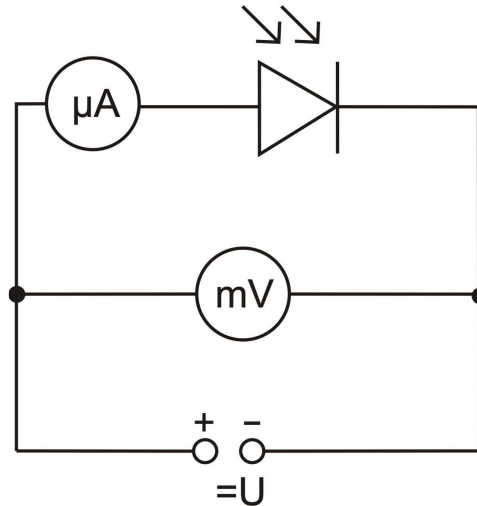
Obr. 2a: Schéma zapojení fotoodporu.



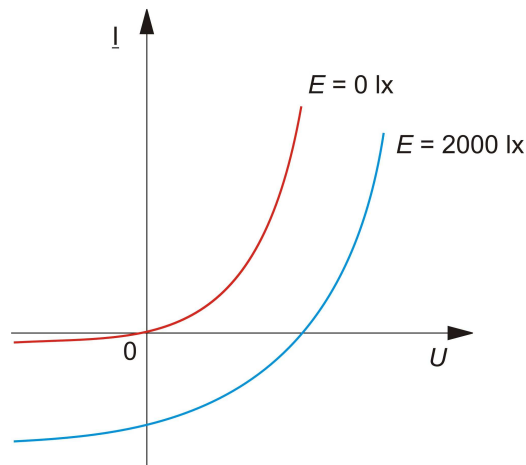
Obr. 2b: Voltampérová charakteristika fotoodporu.

Měření voltampérové charakteristiky fotodiody

Sestavíme obvod dle schématu na obrázku 2c a fotodiodu zakryjeme krytem tak, aby osvětlení bylo 0 lx. Postupně měníme napětí v propustném i závěrném směru od 0 V do 0,5 V po 0,05 V, přičemž měříme protékající proud. Totéž provedeme při odstranění krytu a při osvětlení $E=2000$ lx. Naměřené a vypočtené hodnoty zpracujeme do tabulky a sestrojíme graf (viz obr. 2d).



Obr. 2c: Schéma zapojení fotodiody.

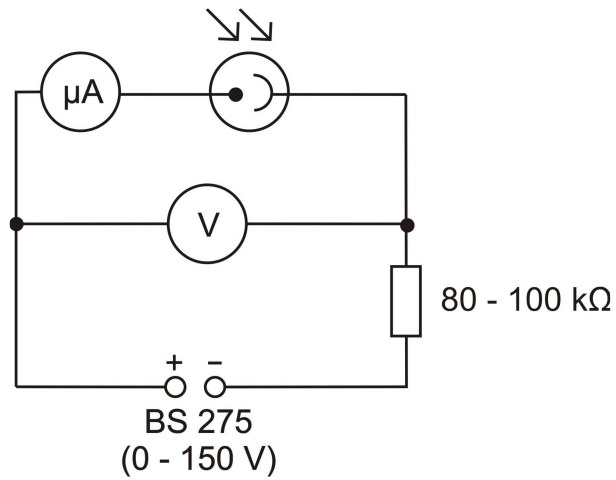


Obr. 2d: Voltampérová charakteristika fotodiody.

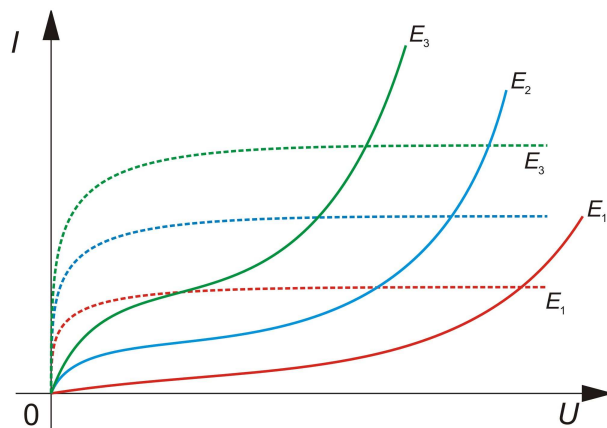
Měření voltampérové a luxampérové charakteristiky fotonky

Sestavíme obvod dle schématu na obr. 2e a fotonku ozáříme osvětlením o hodnotě 1000 lx. Postupně měníme napětí od 0 do 150 V, s krokem 10 V, přičemž měříme protékající proud. Naměřené hodnoty zpracujeme do tabulky a sestrojíme graf (viz obr. 2f). Při měření luxampérové charakteristiky necháme zapojený obvod od předchozího měření, nastavíme konstantní napětí $U=100$ V a postupně měníme osvětlení. Krok

zvolíme po 300 luxech, z nuly do 3000 luxů a odečítáme proud protékající fotonkou (Změnu osvětlení docílíme tyristorovou regulací nebo změnou vzdálenosti pracovní lampy od fotonky). Naměřené hodnoty zpracujeme do tabulky, sestojíme graf a určíme integrální citlivost pro všechny hodnoty osvětlení.



Obr. 2e Schéma zapojení fotonky



Obr. 2f Voltampérová charakteristika fotonky

3 Měření s tenkými čočkami

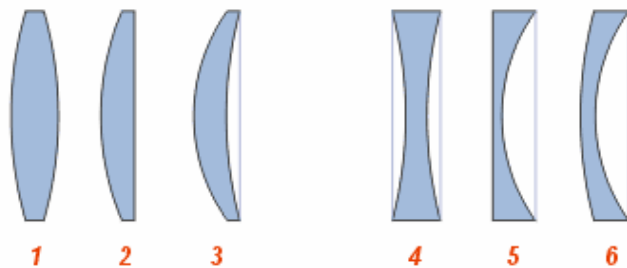
Měření ohniskové vzdálenosti tenké spojné čočky

Pomůcky:

Optická lavice, sada čoček, měřítko, zdroj světla, clona, stínítko, předmět.

Teorie:

Základní druhy čoček pro vzduch



[2]

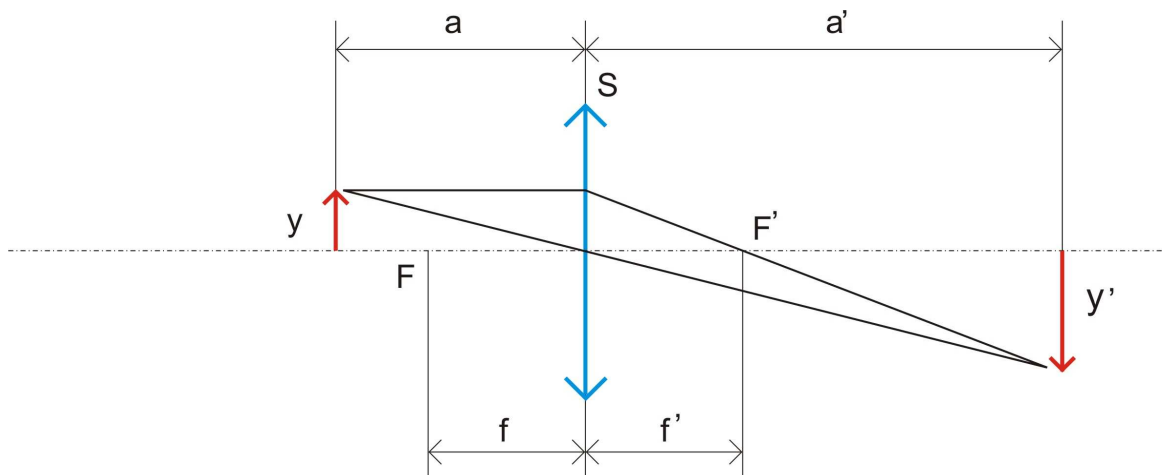
Spojky:

- 1 - dvojbypuklá (bikonvexní)
- 2 - ploskovypuklá (plankonvexní)
- 3 - dutovypuklé (konkávkonvexní)

Rozptylky:

- 4 - dvojduté (bikonkávni)
- 5 - ploskoduté (plankonkávni)
- 6 - vypukloduté (konvexkonkávni)

Tenkou čočkou rozumíme takovou čočku, jejíž tloušťka d je malá v porovnání s poloměrem křivosti. Proto při tenké čočce hlavní roviny splývají v rovinu jednu, která prochází optickým středem čočky. Vzdálenost mezi ohniskovou rovinou obrazovou φ' (popřípadě φ) a optickým středem tenké čočky je ohnisková vzdálenost obrazová f' (popřípadě f).



Obr. 3a: Obrázek k zobrazovací rovnici (1).

V našem případě čočku obklopuje z obou stran stejné prostředí a proto je ohnisková vzdálenost předmětová rovná ohniskové vzdálenosti obrazové, neboli $f=f'$. Pro tenkou čočku tedy podle obr. 3a platí následující zobrazovací rovnice:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{a'} = \frac{1}{f}. \quad (1)$$

Je-li a' (vzdálenost obrazu od středu čočky) kladná, neboli $a' > 0$, obraz je skutečný a můžeme jej zachytit na stínítku. Jestliže je $a' < 0$, vzniká obraz zdánlivý, který na stínítku zachytit nelze. Pomocí spojných čoček dostáváme skutečné obrazy, jestliže se předmět nachází ve větší vzdálenosti, než je ohnisková délka ($a > f$).

Poznámka:

Při volbě znamének v rovnici (1) se řídíme takzvanou znaménkovou konvencí. Nejčastěji vycházíme z následujícího modelu:

MODEL A

Předmětovou vzdálenost a udáváme s kladným znaménkem, pokud je předmět před čočkou. Jestliže se předmět nachází za čočkou, udáváme hodnotu předmětové vzdálenosti a se záporným znaménkem. Analogicky je to i u obrazové vzdálenosti a' s tím, že pokud je obraz za čočkou, udáváme k hodnotě a' kladné znaménko. Pokud je obraz před čočkou, udáváme k hodnotě a' znaménko záporné.

MODEL B

Společným počátkem předmětových a obrazových souřadnic je střed čočky a chod dopadajících paprsků je ve směru zleva doprava, tj. předmět, který je před čočkou má zápornou souřadnici, za čočkou kladnou. Zobrazovací rovnice pak ale přechází do tohoto tvaru:

$$\frac{1}{a'} - \frac{1}{a} = \frac{1}{f}.$$

Pro zvětšení, bez ohledu na to, který model znaménkové konvence jsme si zvolili, platí následující vztah:

$$m = \left| \frac{y'}{y} \right| = \left| \frac{a'}{a} \right|. \quad (2)$$

Měření ohniskové vzdálenosti tenké spojky příomou metodou

Teorie:

Z rovnice (1) lze algebraickými úpravami získat vztah

$$f = \frac{a \cdot a'}{a + a'} \quad (3)$$

Z něho vyplývá, že jestliže známe předmětovou i obrazovou vzdálenost a a a' , stačí pouze dosadit do vztahu (3) a získat tak ohniskovou vzdálenost f . Vzdálenosti a a a' měříme na optické lavici opatřené měřidlem s milimetrovým dělením. Jako předmět P, který zobrazujeme čočkou, můžeme použít například clonku s otvorem ve tvaru šipky, případně nějaký obraz nakreslený na průhledném skle. Předmět osvětluje světelným zdrojem. Vytvořený obraz předmětu čočkou, zachytáváme na stínítku, kterým je bílá deska, matné sklo nebo průsvitný papír. Při určité poloze čočky se na stínítku vytvoří ostrý obraz předmětu, tehdy odměříme vzdálenosti a a a' . Samotnou zobrazovací rovnici můžeme psát také ve tvaru

$$\frac{f}{a'} + \frac{f}{a} = 1.$$

Tento vzorec je vlastně matematickým popisem úsekového tvaru přímky. Sestrojíme-li přímky pro několik dvojic hodnot a , a' , zjistíme, že všechny budou procházet jediným bodem F, jehož x-ová a y-ová souřadnice má tutéž hodnotu, a z toho vyplývá že $f=f'$, což je velikost ohniskové vzdálenosti (viz obr. 6b). Na základě podobnosti trojúhelníka (usu) platí

$$a = 2f$$

$$a' = 2f',$$

a můžeme tedy psát, že

$$a + a' = 4f.$$

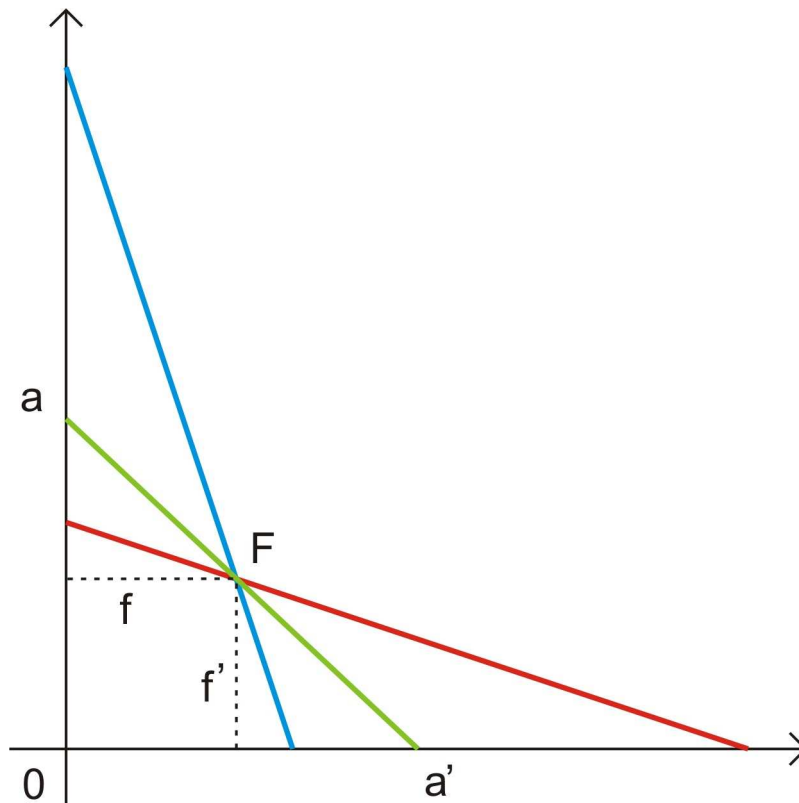
Obrazy na stínidle dostaneme teprve tehdy, když vzdálenost obrazu a předmětu je větší nebo rovna nejméně čtyřnásobné hodnotě ohniskové vzdálenosti čočky, tedy:

$$a' + a \geq 4f.$$

Na základě podobnosti trojúhelníků můžeme také tvrdit, že

$$\frac{a}{a'} = \frac{f}{a' - f}.$$

Po jednoduché úpravě tohoto vztahu dostaneme čočkovou rovnici (1).



Obr. 6b: K měření ohniskové vzdálenosti přímou metodou.

Poznámka:

Výše uvedená tvrzení lze dokázat přesněji matematicky pomocí extrému funkce.

Úkol:

- 1) Určete ohniskovou vzdálenost dvou daných spojných čoček.
- 2) Vypočtenou hodnotu porovnejte s hodnotou určenou graficky.
- 3) Pokusně ověřte platnost vztahu $a' + a \geq 4f$.

Postup:

Předmět (čtvercový rastr) a stínidlo postavíme na opačné konce optické lavice a mezi ně postavíme čočku. Světelným zdrojem osvětlíme předmět a stojánek s čočkou posouváme tak dlouho, až na stínítku vznikne ostrý obraz předmětu. Na měřidle optické lavice odečítáme polohu předmětu P, stínítka S a čočky C. Naměřené a vypočtené hodnoty zapíšeme do tabulky. Měření opakujeme při různých vzdálenostech předmětu a stínidla (alespoň desetkrát). Ohniskovou vzdálenost pak určíme nejen pomocí vztahu (3), ale i graficky. Hodnoty by měly být vypracovány do tematicky podobné tabulky (tabulka č.III):

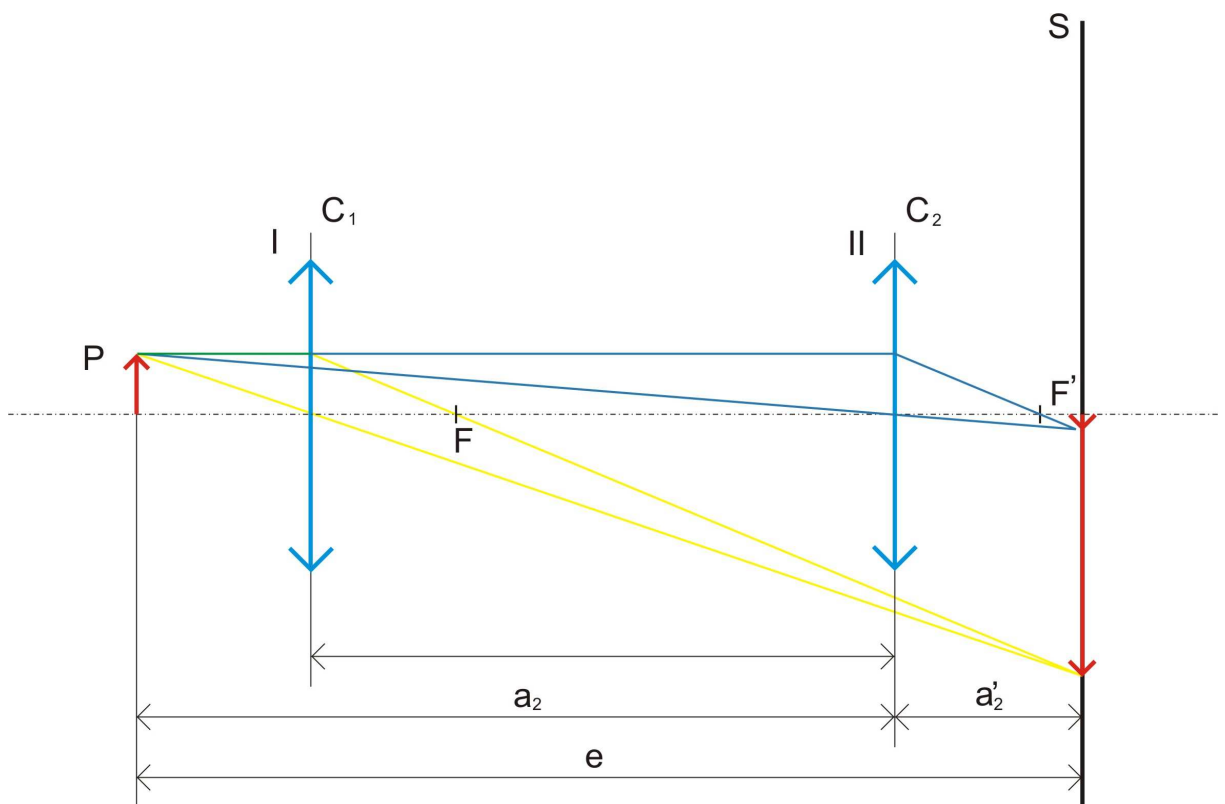
Tabulka III.a

n	P [mm]	S [mm]	C [mm]	$a=d(CP)$ [mm]	$a'=d(CP)$ [mm]	f [mm]
1						
2						
.						
.						
.						
průměr f						

Měření ohniskové vzdálenosti tenké spojky Besselovou metodou

Teorie:

V první metodě jsme měřili vzdálenosti od středu čočky, což je při měření poměrně nepřesné. Tuto nevýhodu odstraňujeme Besselovou metodou, která je založena na poznatku, že při určité vzdálenosti předmětu a stínítka existují dvě polohy čočky, při kterých vznikne ostrý obraz. V poloze I je čočka u předmětu a obraz je zvětšený, v poloze II je čočka u stínítka a obraz je zmenšený (viz obr. 3c).



Obr.3c: Besselova metoda.

Dle výše uvedeného obrázku můžeme odvodit následující vztahy:

$$e = a_2 + a_2'$$

$$d = a_2 - a_2'$$

Jestliže tyto rovnice sečteme, či odečteme, dostaneme po krátké úpravě:

$$a_2 = \frac{1}{2} \cdot (e + d)$$

$$a_2' = \frac{1}{2} \cdot (e - d).$$

Pokud tyto vztahy dosadíme do čočkové rovnice, obdržíme následující

$$\frac{2}{e + d} + \frac{2}{e - d} = \frac{1}{f},$$

$$f = \frac{e^2 - d^2}{4e}. \quad (5)$$

Zde e je vzdálenost mezi předmětem a stínidlem (obrazem) a d je vzdálenost mezi polohou I. a II. čočky.

Úkol:

- 1) Určete ohniskovou vzdálenost dvou daných spojných čoček.
- 2) Naměřenou hodnotu porovnejte s hodnotou určenou předešlou metodou.

Postup:

Předmět a stínidlo umístíme na opačné konce optické lavice. Příslušné polohy předmětu a stínidla odečítáme. Čočku posouváme k předmětu tak, až na stínidle vznikne ostrý obraz předmětu. Příslušnou polohu čočky C_1 odečítáme a zapisujeme do tabulky. Čočku dále posouváme k stínidlu do takové polohy, až se znovu vytvoří na stínidle ostrý obraz předmětu. Příslušnou polohu čočky C_2 odečítáme a zapisujeme do tabulky III.b. Ohniskovou vzdálenost vypočteme dle vztahu (5). Měření opakujeme alespoň desetkrát při různých vzdálenostech e , přičemž vždy musí platit, že $e \geq 4f$.

Tabulka č. III.b

n	P [mm]	S [mm]	C ₁ [mm]	C ₂ [mm]	e=d(PS) [mm]	d=d(C ₁ C ₂) [mm]	f [mm]
1							
2							
.							
.							
.							
průměr f							

Měření ohniskové vzdálenosti tenké spojky pomocí zvětšení

Teorie:

Rovnici (3) můžeme upravit na tvar

$$f = \frac{a'}{1 + \frac{a'}{a}} = \frac{a \cdot \frac{a'}{a}}{1 + \frac{a'}{a}},$$

kteřou lze dále s pomocí vztahu (2) přepsat do tvaru

$$f = \frac{1}{1+m} \cdot a',$$

popřípadě

$$f = \frac{m}{1+m} \cdot a. \quad (6)$$

Pomocí těchto vztahů lze měřením a' , respektive a a zvětšení m vypočítat ohniskovou vzdálenost f . Abychom mohli pohodlně určit zvětšení obrazu, použijeme jako předmět průhledné milimetrové měřidlo nebo čtvercový rastr a stínidlo opatříme milimetrovým měřidlem. Na stínidle tak vzniká obraz stupnice. Jestliže n dílků stupnice na stínítku se kryje s n' dílky zobrazované stupnice, je zvětšení

$$m = \frac{n}{n'}. \quad (7)$$

Úkoly:

- 1) Určete ohniskovou vzdálenost dvou daných spojných čoček.
- 2) Naměřenou hodnotu porovnejte s hodnotami určenými předcházejícími metodami.

Postup:

Zaostříme obraz předmětu na stínidlo a odečítáme polohu předmětu, čočky a stínidla. Odečítáme počet dílků předmětu a obrazu, které se navzájem kryjí (n, n'). Měření opakujeme desetkrát při různých polohách stínidla. Naměřené a vypočtené hodnoty zapisujeme do tabulky III.c.

Tabulka III.c

i	P [mm]	C [mm]	S [mm]	n	n'	d (PC) [mm]	d (CS) [mm]	m	$f = \frac{1}{1+m} \cdot a'$	$f = \frac{m}{1+m} \cdot a$
1										
2										
.										
.										
.										
průměry f [mm]										

Poznámka:

Optické vady čoček se snažíme odstranit vymezením užšího svazku paprsků pomocí irisové clony.

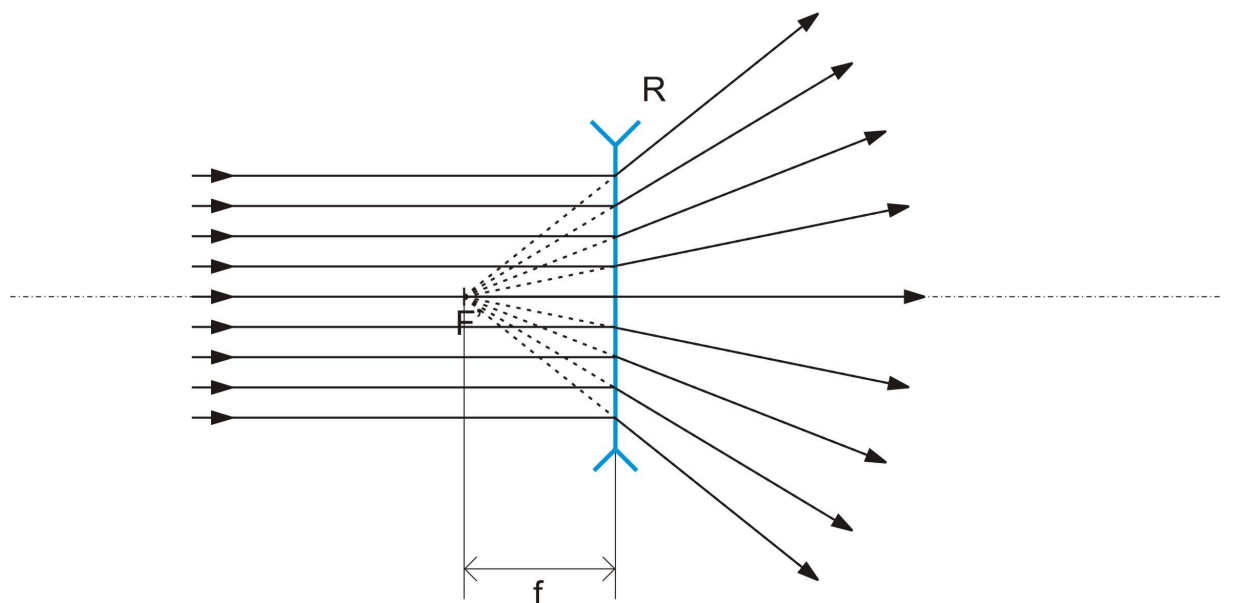
Měření ohniskové vzdálenosti tenké rozptylky

Pomůcky:

Optická lavice, zdroj světla, předmět, spojka, rozptylka.

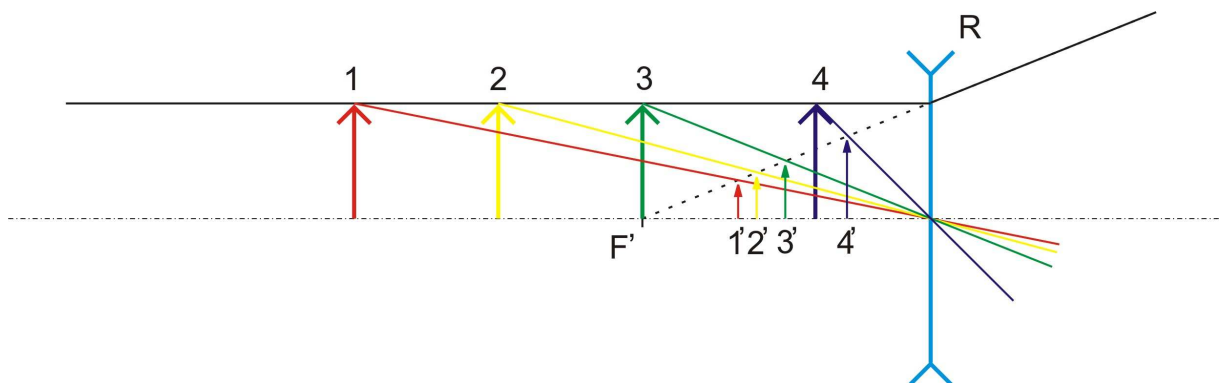
Teorie:

Svazek světelných paprsků, který dopadá na rozptylku rovnoběžně s optickou osou se po lomu rozbíhá tak, že zdánlivě vychází z jednoho bodu F' nacházejícího se na optické ose (takzvané obrazové ohnisko). Vzdálenost mezi ohniskem F' a optickým středem tenké rozptylky je ohnisková vzdálenost f (pro rozptylky je tato hodnota uvažována jako záporná: $f < 0$) – více obr.3d.



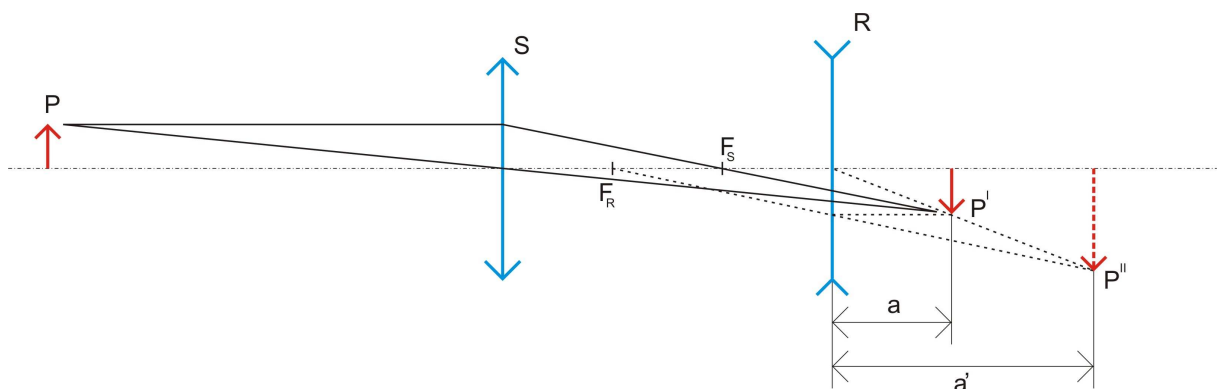
Obr. 3d: Chod paprsků rozptylkou.

Zobrazujeme-li rozptylkou předmět, který se nachází v různých vzdálenostech od čočky, dostaneme vždy neskutečný obraz. Neskutečný obraz nelze zachytit na stínítku, viz obr. 3e.



Obr. 3e: Neskutečný obraz rozptylky.

Abychom získali skutečný obraz, použijeme spojnou čočku s menší ohniskovou vzdáleností než má rozptylka (v absolutní hodnotě), která s rozptylkou vytvoří spojnou soustavu, viz obr. 3f. Pak můžeme ohniskovou vzdálenost rozptylky měřit buď přímo, nebo Besselovo metodou.



Obr. 3f: Skutečný obraz.

Měření ohniskové vzdálenosti tenké rozptylky pomocí spojky přímou metodou

Teorie:

Spojná čočka vytvoří na stínítku skutečný obraz P' předmětu P . Jestliže mezi stínítko a spojnou čočku postavíme rozptylku R , bude obraz P' ve vzdálenosti a od rozptylky předmětem pro rozptylku, která vytvoří skutečný obraz P'' ve vzdálenosti a' od rozptylky. Pro rozptylku pak platí níže vypsaná zobrazovací rovnice (pozor na znaménkovou konvenci):

$$-\frac{1}{a} + \frac{1}{a'} = \frac{1}{f}.$$

Z této rovnice jednoduchými úpravami získáme pro ohniskovou vzdálenost:

$$f = \frac{-a \cdot a'}{a' - a}. \quad (7)$$

Úkol:

Určete ohniskovou vzdálenost dané rozptylky.

Postup:

Spojnou čočkou vytvoříme na stínítku skutečný obraz. Polohu stínítka odečteme a zapíšeme. Mezi spojkou a stínítko vložíme rozptylku. Stínítko posuneme do takové polohy, aby vznikl ostrý obraz předmětu. Odečteme polohu stínítka a rozptylky. Naměřené a vypočítané hodnoty zapíšeme do tabulky. Měření provedeme pro několik různých vzdáleností spojně čočky.

Měření ohniskové vzdálenosti tenké rozptylky pomocí spojky Besselovo metody

Teorie:

Spojíme-li rozptylku ($f_r < 0$) těsně se spojkou ($f_s > 0$), potom pro jejich výslednou ohniskovou vzdálenost platí

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_s} + \frac{1}{f_r}, \quad (8)$$

respektive

$$f_r = \frac{f_s \cdot f}{f_s - f}. \quad (9)$$

Zde f je výsledná ohnisková vzdálenost celé optické soustavy.

Postup:

Obě čočky (jak spojkou, tak rozptylku) těsně spojíme tak, aby jejich optické osy splývaly a upevníme na společný držák. Ohniskovou vzdálenost celé soustavy určíme Besselovo metodou, ohniskovou vzdálenost spojky dosadíme z předchozích měření. Ohniskovou vzdálenost rozptylky určíme na základě vztahu (9).

Úkol:

- 1) Určete ohniskovou vzdálenost rozptylky.
- 2) Naměřenou hodnotu porovnejte s hodnotou ohniskové vzdálenosti rozptylky určenou přímou metodou.

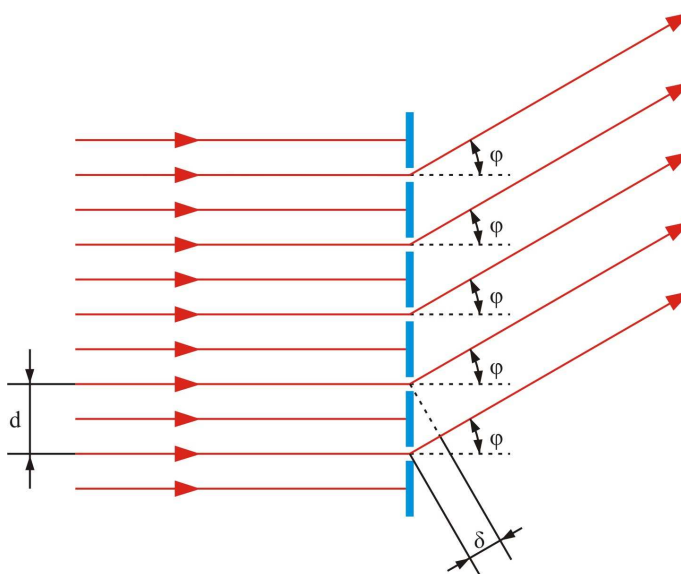
4 Studium ohybových jevů na optické mřížce

Pomůcky:

Goniometr, optická mřížka, sodíková lampa, rtuťová výbojka.

Teorie:

Ohyb světla můžeme pozorovat zejména na takových překážkách nebo otvorech, jejichž rozměr je řádově srovnatelný s vlnovou délkou světla (hrana, tenký drát, štěrbin, atd.). Ohybový jev zkoumáme obvykle na ohybové mřížce. Ohybová mřížka je planoparalelní skleněná destička, na které jsou vyryty rovnoběžné vrypy stejně široké a stejně od sebe vzdálené. Vrypy jsou matné, proto nepropouštějí světlo. Neporušená místa mezi vrypy jsou štěrbin, které světlo propouštějí. Vzdálenost středů dvou sousedních štěrbin se nazývá mřížková konstanta. Čím je počet vrypů připadající na 1 mm větší, tím je mřížka kvalitnější. Běžná mřížka má řádově 10^3 vrypů na 1 mm. Optické mřížky se zhotovují rytím rovnoběžných vrypů do skleněné desky nebo do kovové vrstvy napařené na desku. V poslední době byla do značné dokonalosti vypracována technologie výroby kopií rytých mřížek, které se zhotovují ze speciálních plastických materiálů s následným nanesením kovové vrstvy.



Obr. 4a: Ohybové jevy na mřížce.

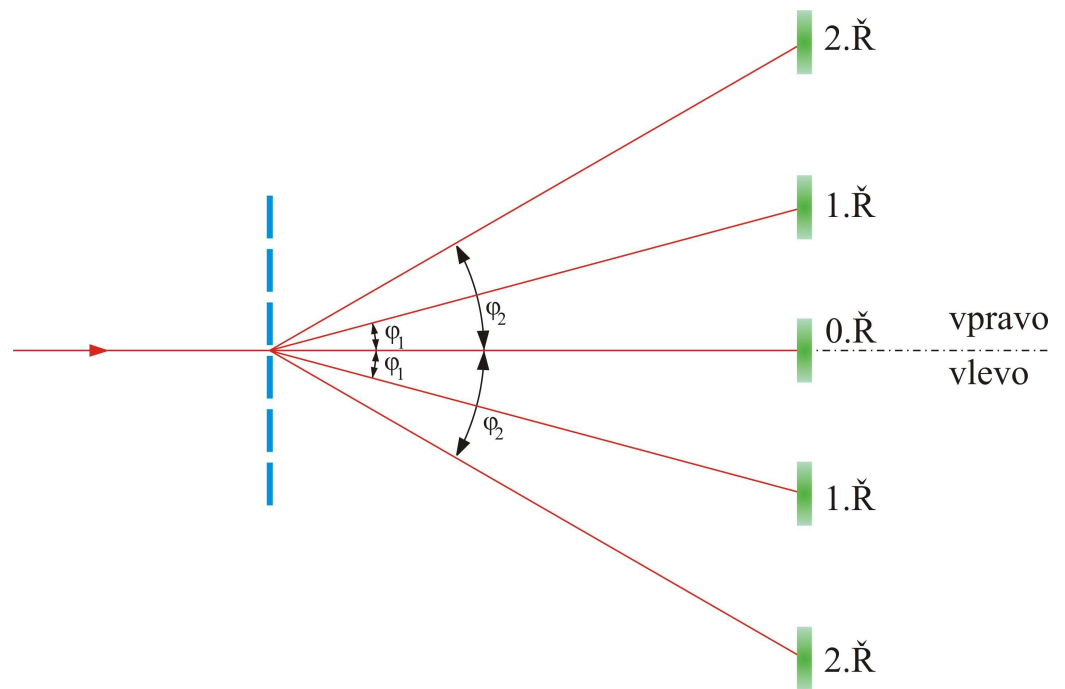
Dopadá-li monochromatický svazek rovnoběžných paprsků kolmo na ohybovou mřížku (viz. obr. 4a), vzniká na každé štěrbině ohyb, takže světlo se po průchodu šíří všemi směry (Huygensův princip: každý bod štěrbiny je elementárním zdrojem vlnění). Jsou-li světelné paprsky, které vystupují ze všech štěrbin ve stejném směru, odchýlené od původního směru o úhel φ , potom mezi dvěma paprsky vycházejícími ze sousedních štěrbin vznikne dráhový rozdíl

$$\delta = d \cdot \sin \varphi, \quad (1)$$

Ve vztahu (1) d označuje mřížkovou konstantu. Je-li dráhový rozdíl δ roven celistvému násobku vlnové délky λ , potom v tomto směru vznikne interferenční maximum, přičemž platí:

$$d \cdot \sin \varphi_k = k \cdot \lambda. \quad (2)$$

k je celé kladné číslo, nabývá tedy hodnot 0, 1, 2, 3..... a značí příslušný řád maxima. Pro $k = 0$ mluvíme o maximum nultého řádu (to vzniká ve směru paprsku dopadajících na mřížku), pro $k = 1$ se jedná o maximum prvního řádu (vzniká souměrně po obou stranách maxima nultého řádu atd.) – viz obrázek 4b.

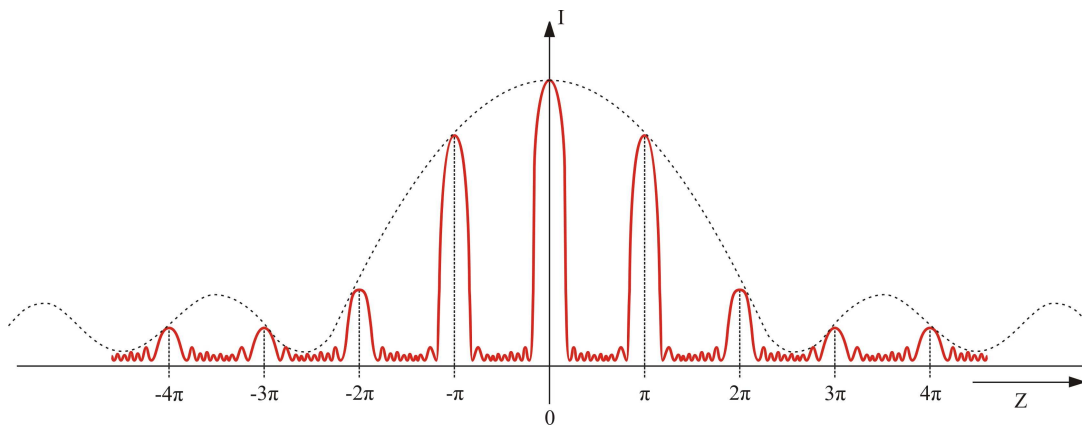


Obr. 4b: Řády maxim na mřížce.

Vlnovou délku světla pak můžeme určit ze vztahu:

$$\lambda = \frac{d \cdot \sin \varphi_k}{k}. \quad (3)$$

Při známé mřížkové konstantě d změřeného úhlu φ_k příslušného maxima k -tého řádu můžeme podle vztahu (3) vypočítat vlnovou délku světla λ . Jestliže mřížkovou konstantu neznáme, můžeme ji vypočítat, změříme-li úhel příslušného maxima k při světle známé vlnové délky. Pro mřížku vyšetřovaného typu klesá intenzita prošlého světla s rostoucím řádem maxima, takže prošlé světlo je převážně soustředěno do nultého řádu (viz obr. 4c).



Obr. 4c: Intenzita prošlého světla s rostoucím řádem.

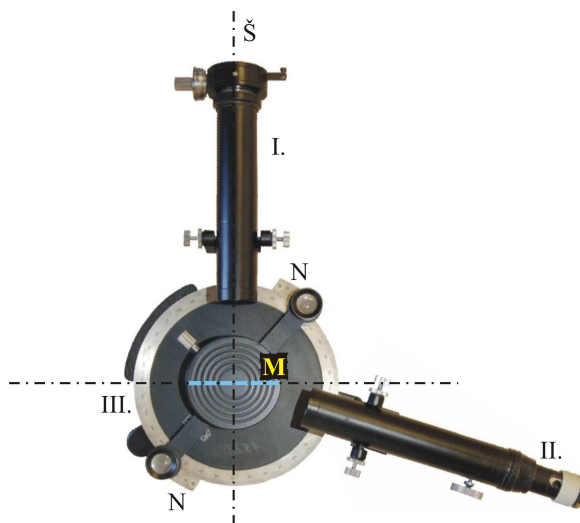
Dále je pro danou vlnovou délku světla řád maxima omezen podmínkou

$$\frac{k \cdot \lambda}{d} = \sin \varphi_k \leq 1,$$

což můžeme interpretovat nerovností ve tvaru

$$k \leq \frac{d}{\lambda}. \quad (4)$$

Na měření úhlů se nejčastěji používá goniometr (obr. 4d), který se skládá z: kolimátoru, dalekohledu, stolečku a úhleměrné stupnice.



Obr. 4d: Goniometr - schéma.

Kolimátor I je trubice, která má na jednom konci štěrbinu Š s měnitelnou šířkou a na druhém konci achromatickou spojnu soustavu. Štěrbinu se nachází v ohniskové rovině čočky. Dalekohled II má Ramsdenův-Gaussův okulár, který je opatřen nitkovým

křížem. Dalekohled se může otáčet kolem svislé osy vedené středem podstavce. Společně s dalekohledem se otáčejí dva noniusy N, pomocí nichž se odečítá poloha dalekohledu na úhломěrné stupnici goniometru III. Ve středu goniometru je stoleček S, na který se upevňuje optická mřížka M. Stoleček se může otáčet kolem svislé osy i posunovat vertikálním směrem. Umístíme-li před štěrbinu kolimátoru zdroj monochromatického světla, vychází z něj svazek rovnoběžných světelných paprsků, který se zobrazuje v ohniskové rovině objektivu dalekohledu. Současně s obrazem štěrbinu pozorujeme i nitkový kříž. Před vlastním měřením je nutné správně nastavit dalekohled, kolimátor a optickou mřížku. Dalekohled nastavíme na nekonečno zaostřením na vzdálený předmět. Kolimátor nastavíme tak, že osvětlíme jeho štěrbinu a její obraz pozorujeme dalekohledem zaostřeným na nekonečno. Polohu štěrbinu pak nastavíme tak, aby její obraz byl co nejostřejší.

Postup měření:

- 1) Štěrbinu kolimátoru osvětlíme zdrojem monochromatického světla, jehož vlnovou délku známe (sodíková lampa: $\lambda=589,0$ nm. Sodíkový dublet: $\lambda=589,6$ nm). Na stoleček upevníme ohybovou mřížku tak, aby vrypy mřížky byly svislé a rovina mřížky kolmá na osu kolimátoru. Nastavení mřížky provedeme následovně:
 - dalekohled nastavíme tak, aby jeho optická osa byla kolmá na optickou osu kolimátoru.
 - mřížkou otáčíme tak dlouho, až v dalekohledu vidíme obraz štěrbinu kryjící se se svislým vláknem kříže. Potom mřížku otočíme do polohy kolmé na optickou osu kolimátoru (tj o 45°) a sledujeme maximum nultého řádu.
Dále přistoupíme k měření prvního, respektive druhého maxima. Dalekohled otočíme vpravo do takové polohy, aby vlákno kříže splývalo s maximem prvního řádu (první ohybový obraz). Příslušnou polohu α_1 , α_1' na obou noniusech odečteme a zapíšeme do tabulky. Otočíme dalekohled přes nulovou polohu do opačného směru (vlevo) a odečítáme jeho polohu, když vlákno kříže splývá s ohybovým obrazem štěrbinu prvního řádu (což je střed sodíkového dubletu). Příslušné hodnoty α_2 , α_2' odečítáme zpět na obou noniusech a zapíšeme do tabulky. Z naměřených hodnot pak vypočteme úhel příslušující maximum prvního řádu. Totéž provedeme pro maximum druhého řádu. Každé měření provedeme třikrát. Z naměřených hodnot určíme pro každé měření mřížkovou konstantu d a její průměrnou hodnotu.
- 2) Vlnové délky spektrálních čar rtuťové výbojky určíme obdobně, tj. postupně nastavujeme kříž dalekohledu na jednotlivé spektrální čáry prvního, respektive druhého maxima vlevo i vpravo a určíme úhel odchýlení. Naměřené hodnoty zpracujeme do tabulky IV.a.

Tabulka IV.a

řád maxima	číslo měření	Poloha vpravo			Poloha vlevo			$\varphi_k = \frac{\alpha_I + \alpha_{II}}{2}$	Arit. Průměr φ_k	d [nm]
		α_1	α_1'	$\alpha_I = \frac{\alpha_1 + \alpha_1'}{2}$	α_2	α_2'	$\alpha_{II} = \frac{\alpha_2 + \alpha_2'}{2}$			

Úkoly:

- 1) Určete mřížkovou konstantu d optické mřížky a porovnejte s hodnotou udávanou výrobcem.
- 2) Určete vlnovou délku jednotlivých spektrálních čar rtuťové výbojky a porovnejte s tabulkovými hodnotami.

Poznámky:

- 1) Úhломěrná stupnice je dělena na jednu polovinu stupně, tj. 30 minut, a nonius má 30 dílků rovnajících se 29 dílkům hlavní stupnice. Na noniu tedy odečítáme s přesností 1 minutu.
- 2) Při sledování maxima druhého řádu u rtuťové výbojky neuvidíme všechny spektrální čáry, které jsme viděli v maximu prvního řádu v důsledku poklesu intenzity maxim vyšších řádů.

5 Studium stojatého vlnění struny

Pomůcky: Tónový generátor, NF zesilovač, odporová řada $R = 5 - 50\Omega$, svorka 1 ks, svorka s kladkou 1 ks, struna (měděný drát) o průřezu $0,18 \text{ m}^2$, závaží 2 ks o hmotnosti 100 g, 2 ks o hmotnosti 50 g, zdroj el. napětí 12 V, délkové měřidlo, propojovací vodiče, digitální váhy.

Teorie: Kmitočty f_n vlastních rezonančních kmitů struny jsou dány výrazem

$$f_n = \frac{n}{2 \cdot l} \cdot \sqrt{\frac{F}{\mu}}, \quad (1)$$

kde n je celé kladné číslo, udávající řád kmitu (tzv. „harmonické frekvence“), l je délka struny, F je síla napínající strunu a μ je hmotnost délkové jednotky struny. Výraz l můžeme snadno odvodit ze známých vztahů

$$l = n \cdot \frac{\lambda_n}{2}, \quad (2)$$

kde λ_n je vlnová délka příslušná řádu kmitu struny (viz obr.4a)

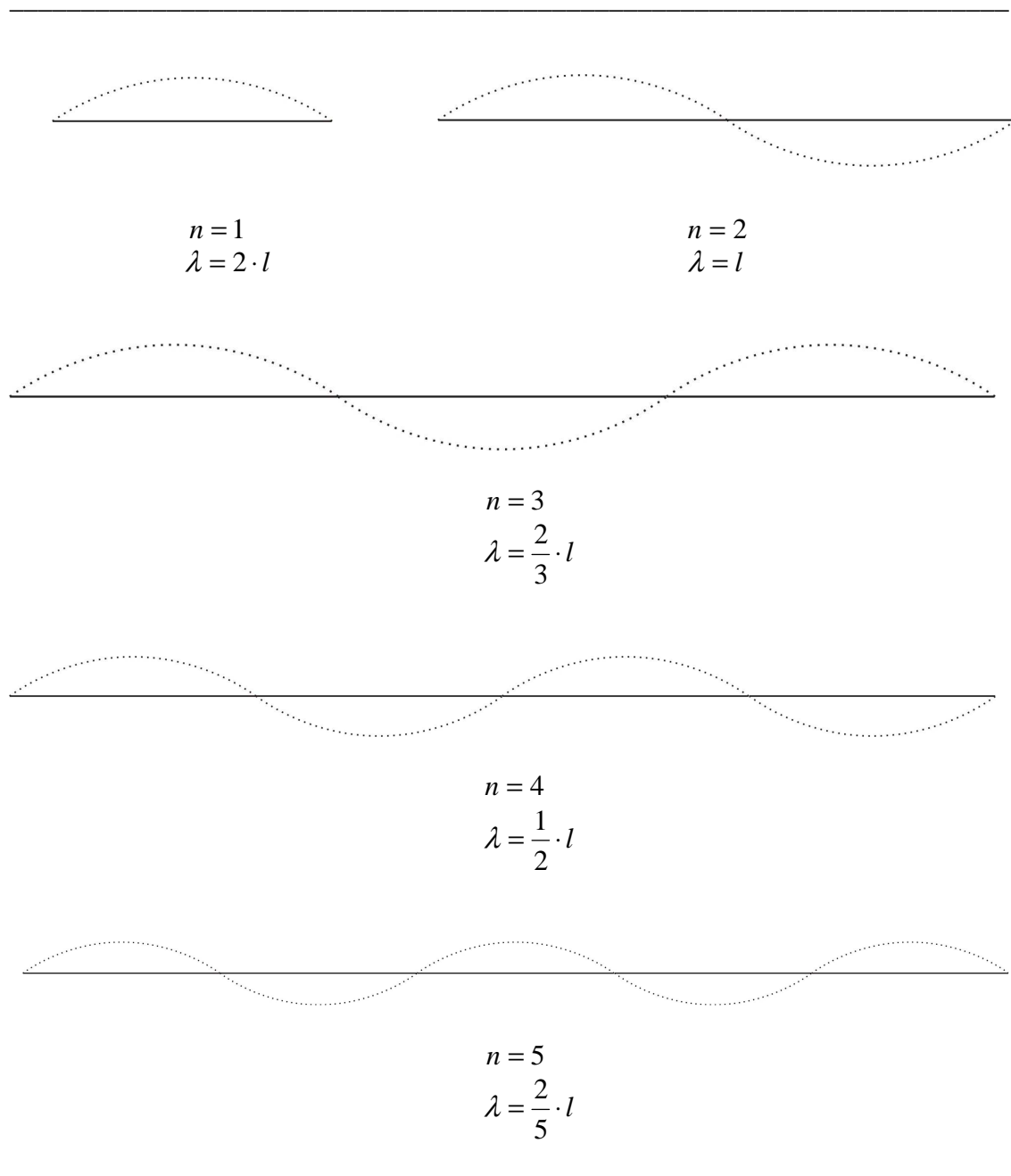
$$f_n = \frac{v}{\lambda_n}, \quad (3)$$

kde v je rychlost šíření vlnění po struně. Rychlost v můžeme rovněž vyjádřit vztahem

$$v = \sqrt{\frac{f}{\rho \cdot s}} = \sqrt{\frac{F}{\mu}}, \quad (4)$$

kde F značí sílu napínající strunu, ρ je hustota struny, s je její průřez a μ je délková měrná hmotnost struny. Z uvedených vztahů 2., 3. a 4. odvodíme vztah (1).

Obr.: 5a Řády kmitu struny



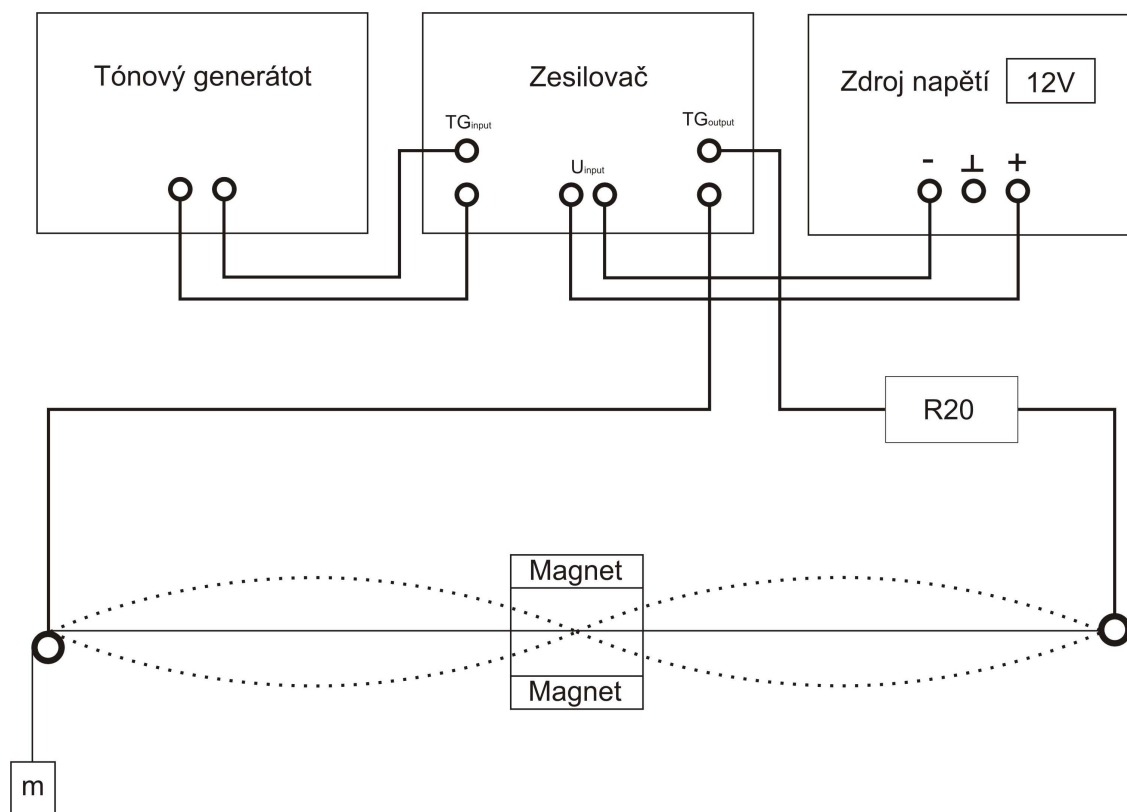
Jestli-že působíme na nějaký bod struny mimo uzel harmonickou silou

$$F_n = F_0 \cdot \sin \cdot 2\pi \cdot f_n' \cdot t ,$$

jejíž frekvence f_n' odpovídá některé z vlastních frekvencí struny f_n , nastane rezonance a struna začne s touto frekvencí kmitat. Tento výsledek plyne z podrobného rozboru kmitů struny. Z rovnice (1) vyplývá, že při stálé napínací síle F může struna kmitat se základní frekvencí f_1 a s frekvencemi, které jsou celistvým násobkem základní frekvence (tzv. vyšší harmonické frekvence)

$$f_n = n \cdot f_1.$$

Rezonanční kmitočet struny můžeme měnit změnou síly F napínající strunu a změnou délky struny l . K vyšetřování rezonančních kmitočtů struny použijeme zařízení znázorněné na obr.4b.

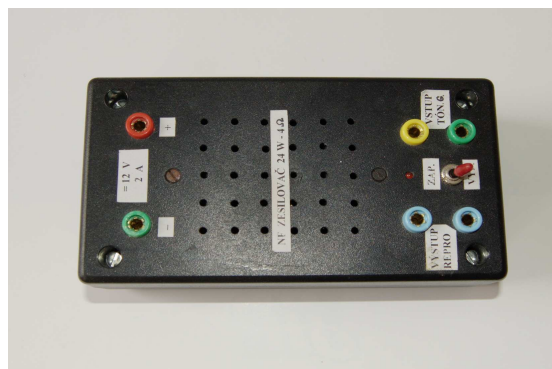


Obr.5b: Schématické zapojení.

Struna je na jednom konci upevněna a na druhém konci vedena přes kladku a vypínána závažím. Struna je vedena mezi póly permanentního magnetu, s nímž lze podél struny posunovat. Stojaté vlny na struně vzniknou tak, že strunou necháme procházet střídavý proud o známé frekvenci f_n' . V poli magnetu působí na strunu magnetická síla frekvence f_n' , orientována kolmo na strunu a kolmo na směr magnetického pole. Rozkmit struny měříme na stupnici umístěné za strunou.



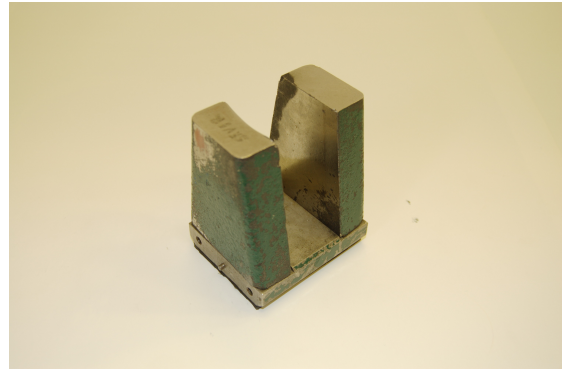
Tónový generátor Goldstar FG-2002C



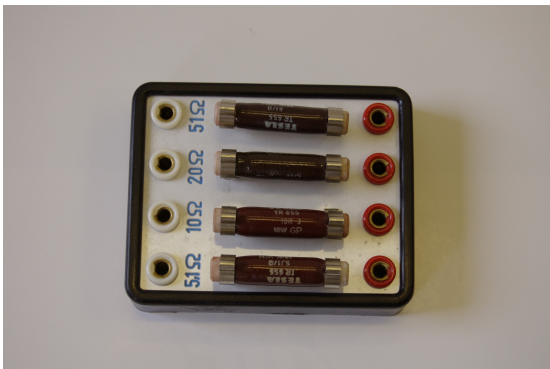
NF zesilovač



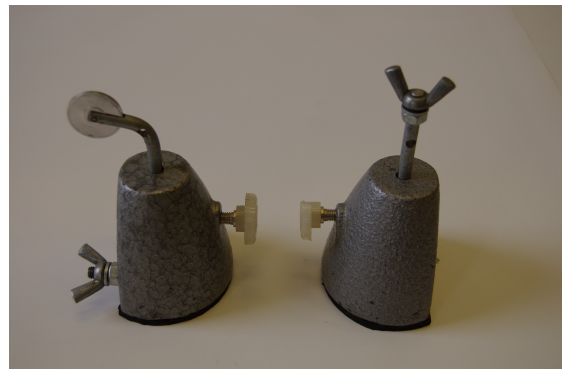
Zdroj napětí BK0181



Permanentní magnet



Odporová řada



Svorka s kladkou, svorka



Deska



Závaží



Propojovací kabel s tónovým generátorem



Propojovací kabely

Postup:

Závislost velikosti rozkmitu na frekvenci

Sestavíme zařízení podle obr. 5b. Tónový generátor nám slouží jako zdroj střídavého proudu na kterém si můžeme nastavit požadovanou frekvenci signálu. Rozsah tónového generátoru nastavíme na nejnižší hodnotu. Signál tónového generátoru zesílíme pomocí NF zesilovače, který napájíme střídavým napětím 12V. Zesílený signál přivedeme přes předřadný odpor na svorky, na kterých je napnuta struna a na jednom konci přes kladku napínána závaží. Jako výchozí délku struny zvolíme $l = 1 \text{ m}$, a použijeme závaží o hmotnosti $m = 0,1 \text{ kg}$. Postupně hledáme kmity řádu $n = 1, 2, \dots, 5$. Pro každé n třikrát změříme f_n a výsledky zpracujeme do tabulky.

Tabulka V.a

č. měření	n	f_n' [Hz] naměřená	f_n [Hz] vypočtená	$\frac{(f_n - f_n')}{f_n} \cdot 100\%$

Závislost rezonanční frekvence struny na napínací síle F

Při měření budeme dodržovat podmínky vzniku vždy stejného řádu kmity. Při ověřování této závislosti umístíme magnet na střed struny a poblíž středu umístíme stupnici. Postupně zatěžujeme strunu různými závažími. Změnou frekvence f_n' střídavého proudu procházejícího strunou dosáhneme rezonance, tj. maximálního rozkmitu struny. Tímto způsobem zjistíme odpovídající si dvojici F a f_n' .

Postup:

Nastavíme tyto parametry:

$$l = 1 \text{ m}$$
$$n = 3$$
$$m = 0,050 \text{ kg}, 0,100 \text{ kg}, 0,150 \text{ kg},$$
$$0,200 \text{ kg}, 0,250 \text{ kg}$$

Pro každou sílu provedeme 3 měření a výsledky zpracujte do tabulky V.b.

Tabulka V.b

č. měření	m [kg]	F [N]	f_3' [Hz] naměřená	f_3 [Hz] vypočtená	$\frac{f_3' - f_3}{f_3} \cdot 100\%$

Závislost f_n na délce struny l

Při stálé napínací síle F dodržujeme podmínky vzniku stojatého vlnění o frekvenci stejného řádu. Postupně posouváme upevňovací stojan, magnet a stupnici do odpovídající polohy, čímž měníme tak délku struny l . Změnou frekvence střídavého

proudu f'_n pomocí tónového generátoru dosáhneme rezonance, při které je rozkmit největší.

Nastavíme tyto parametry: Řád kmitu $n = 2$
 Závaží $m = 0,1 \text{ kg}$
 Délka struny $l = 0,8 \text{ m}; 0,9 \text{ m}; 1,0 \text{ m}; 1,1 \text{ m}; 1,2 \text{ m}$

Pro každou délku l provedeme tři měření a výsledky zpracujeme do tabulky V.c.

Tabulka V.c

č. měření	l [m]	f'_2 [Hz] naměřená	f_2 [Hz] vypočtená	$\frac{(f_2 - f'_2)}{f_2} \cdot 100\%$

Závislost velikosti rozkmitu na frekvenci (určení rezonanční křivky)

Maximálního rozkmitu dosáhneme, jestliže strunou prochází proud stejné frekvence jako je frekvence struny určená vztahem (1). Za těchto podmínek nastává rezonance. Změříme postupně velikost rozkmitu struny pro frekvence f'_n střídavého proudu od 50 Hz do 75 Hz při těchto parametrech

$$\begin{aligned} n &= 2, \\ m &= 0,1 \text{ kg}, \\ l &= 1 \text{ m}. \end{aligned}$$

Frekvenci střídavého proudu postupně měníme po 2 Hz a vyčkáme na ustálení kmitů struny. Měření provedeme 3x, naměřené hodnoty zaznamenáme do tabulky a sestrojíme graf závislosti rozkmitu d na frekvenci f'_n

$$d = f(f'_n).$$

Úkol:

1. Ověřte platnost vztahu (1) postupně pro různá n , F , l .
2. Určete závislost velikosti rozkmitu na frekvenci (rezonanční křivku).

Poznámka:

Délkovou hustotu μ určíme jako podíl hmotnosti struny m_s a její délky l

$$\mu = \frac{m_s}{l}.$$

6 Optické laboratorní metody

Spektrální fotometrická měření (barva roztoku, Lambert-Beerův zákon)

Pomůcky:

Spektrální fotometr SPEKOL, nástavec ER, EK1, zdroj ke SPEKOLU, měřené roztoky ve zkumavkách, modrá skalice, destilovaná voda, váhy, sada závaží, kyvety.

Teorie:

Absorpci světla při jeho průchodu látkou charakterizujeme tzv. transmisí τ (nazývanou též činitelem prostupností), která je definována vztahem

$$\tau = \frac{\Phi_t}{\Phi_0}. \quad (1)$$

Zde Φ_0 je světelný tok na látku dopadající, Φ_t světelný tok látkou prošlý. Ztráty světla jsou způsobeny jednak odrazy na rozhraní při vstupu světla do látky, při výstupu z ní a absorpcí světelné energie látkou. Jestliže se podíl τ týká pouze ztrát na dráze světla uvnitř látky a nezahrnujeme ztráty na rozhraní, hovoříme o vnitřní transmisí τ_i . Uvažujeme-li průchod monochromatického světla vrstvou homogenní (stejnorodou) látkou o tloušťce l , pak závislost vnitřní transmise na tloušťce je dána Lambertovým zákonem

$$\tau_i = e^{-\chi l}. \quad (2)$$

Konstanta χ se nazývá koeficient absorpce. Záporně vzatý logaritmus transmise τ_i nazýváme extinkcí. Označíme-li extinci symbolem E , pak platí vztah

$$E = \chi \cdot l. \quad (3)$$

Koeficient absorpce obecně závisí na vlnové délce procházejícího světla, na teplotě, tlaku apod. Jsou-li tyto veličiny konstantní, závisí koeficient absorpce na koncentraci absorpčních center v látce. Při absorpci roztoku s koncentrací c tak nízkou, že nedochází k vzájemnému ovlivňování absorpčních molekul, je extinkce při dané tloušťce vrstvy l přímo úměrná koncentraci c (Beerův zákon). Potom lze vztah (2), respektive (3), přepsat do tvarů

$$\tau_i = e^{-\varepsilon \cdot c \cdot l}, \quad (4)$$

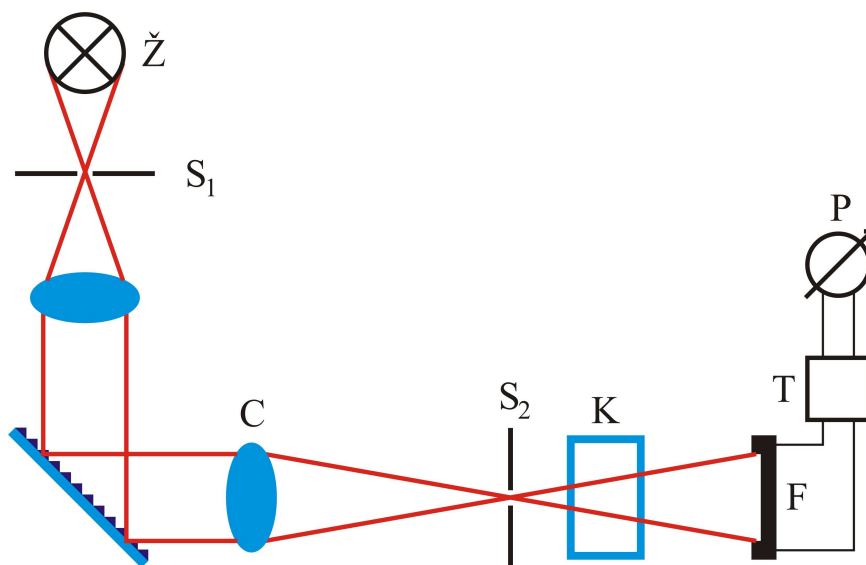
$$E = \varepsilon \cdot c \cdot l. \quad (5)$$

Kde konstanta ε se nazývá extinkční koeficient. Vztahy (4) a (5) vyjadřují Lambertův-Beerův zákon, nazývaný též někdy Boguer-Lambertův-Beerův.

Je-li v roztoku N druhů navzájem se neovlivňujících se absorpčních center (molekuly, ionty,...), určíme extinkci roztoku sečtením příspěvků jednotlivých center s koncentracemi c_i a extinkčními koeficienty ε_i . Platí tedy vztah

$$E = l \cdot \sum_{i=1}^N \varepsilon_i \cdot c_i . \quad (6)$$

Měření optické absorpce má široké použití. Absorpční spektrum látky, to je závislost absorpce (charakterizované například koeficientem absorpce) na vlnové délce, dává cenné informace o struktuře látky. Absorpční spekter se užívá též k identifikaci neznámé látky v chemické kvalitativní analýze a k určování koncentrace roztoků. Pro měření optické absorpce v roztocích je určen spektrální fotometr SPEKOL, který s různými doplňky může sloužit i k měření zákalu či fluorescence. Jeho schéma je znázorněno na obrázku 6a.



Obr. 6a: Schéma SPEKOLu.

Monochromatické záření volitelné vlnové délky vytváří monochromátorová část přístroje. Zdrojem světla je žárovka Ž nebo rtuťová výbojka, jejíž světelné paprsky jsou soustředěny přes vstupní štěrbinu S_1 na disperzní soustavu monochromátoru, který tvoří mřížka na odraz M_1 s odleskem pro spektrum prvního řádu. V ohniskové rovině objektivu se vytváří reálný obraz spektra, z něhož výstupní štěrbinu S_2 vybírá úzkou spektrální oblast v okolí požadované vlnové délky. Žádaná vlnová délka se nastavuje natáčením mřížky kolem osy rovnoběžné s vrypy mřížky. Natáčení provádíme mikrometrickým šroubem, na jehož děleném bubínku lze odečítat vlnovou délku v nm. Šířka štěrbin S_1 , S_2 je nastavena pevně tak, že šířka pásma prostupnosti monochromátoru je asi 11 nm. Do cesty vycházejícího světla se postupně zasunují kyvety K nebo zkumavky s měřenými vzorky. Světlo dále dopadá na selenový hradlový fotočlánek F , který je přes stejnosměrný zesilovač T s regulovatelným zesílením připojen k mikroampérmetru P se stupnicí rozdělenou na 100 dílků. Při zasunutí kyvety s referenčním vzorkem se nastaví zesilovačem výchylka mikroampérmetru na 100 dílků

a při zaclonění na 0 dílků. Po zasunutí kyvety s měřeným roztokem můžeme na stupnici odečítat přímo transmitanci τ v procentech, respektive extinci E v procentech.

Postup:

- 1) Na základní aparaturu (monochromátor s měřícím přístrojem) připevníme měřicí nástavec (ER nebo EK1), zdroj světla a připojíme k pomocnému zdroji napětí.
- 2) Měření transmitance (absorpce) světla procházejícího daným vzorkem provádíme pro určité vlnové délky.
- 3) Pro každou měřenou vlnovou délku nastavíme opětovně příslušným potenciometrem plnou výchylku při vložení referenčního vzorku a nulovou výchylku při zaclonění zdroje (nejde-li nastavit plná výchylka, nastavíme výchylku na násobek desíti a přepočítáváme na plnou výchylku).
- 4) Na stupnici odečítáme přímo transmitanci, respektive extinkci světla ve vzorku při dané vlnové délce.
- 5) Zkumavky nejsou opticky stejnorodé, proto je nutno je označit a vkládat vždy stejně do měřícího nástavce.

Úkol:

- 1) Proměřte transmitanci daných roztoků (například modré skalice, červené razítkové barvy, hypermanganu, methylové zeleně, sodné soli a jiných).
- 2) Sestrojte graf závislosti transmitance na vlnové délce (vlnovou délku měníme od 400 nm do 800 nm po 10 nm)
- 3) Určete vlnovou délku barvy roztoku.

Poznámka:

Barva roztoku je určena vlnovou délkou světla, při které je transmitance maximální, neboť barevný vzorek propouští světla takových vlnek délek, jejichž smíšením vzniká jeho barva.

- 4) Ověřte platnost Beerova zákona (závislost extinkce E na koncentraci c (pro roztok modré skalice při 2 vlnových délkách).
- 5) Určete graficky i výpočtem extinkční koeficient ε pro roztok modré skalice pro 2 vlnové délky.

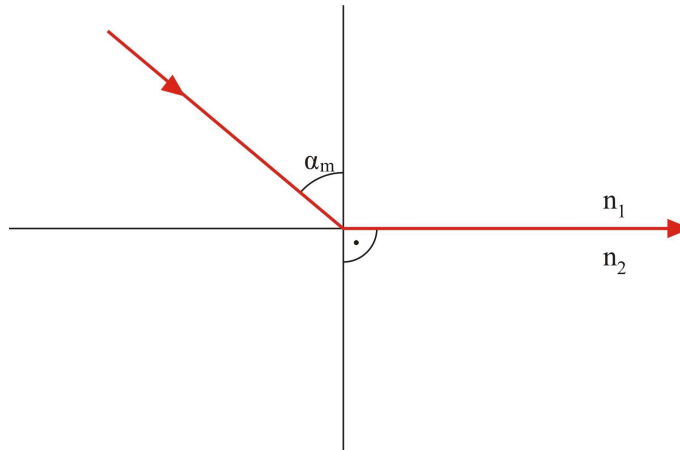
Měření indexu lomu cukerného roztoku refraktometrem

Pomůcky:

Abbeův refraktometr, cukr, destilovaná voda, kapátko, kádinky, kapalinový cirkulační termostat.

Teorie:

Index lomu pevných a kapalných látek lze velmi dobře zjistit změřením mezního úhlu při lomu či odrazu na rozhraní dvou prostředí. Uvažujme rovinné rozhraní dvou prostředí s indexy lomu n_1 a n_2 , přičemž $n_1 > n_2$, to znamená, že prostředí s indexem n_1 je opticky hustší než prostředí s indexem n_2 (viz obr 6b).

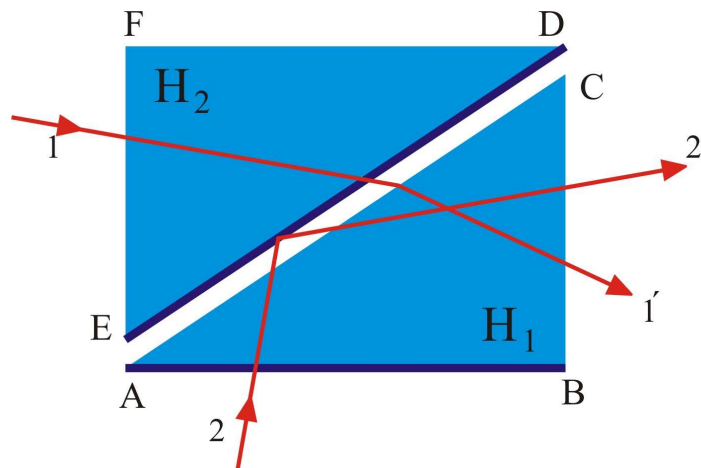


Obr. 6b: Paprsek dopadající na rozhraní dvou prostředí.

Je-li úhel dopadu $\alpha < \alpha_m$, pronikne část světla do druhého prostředí (n_2) a část se odrazí. V opačném případě, když $\alpha > \alpha_m$ nastává úplný odraz. Pro mezní úhel α_m ze Snellova zákona lomu vyplývá

$$\sin \alpha_m = \frac{n_2}{n_1}.$$

Na základě měření mezního úhlu se konstruují refraktometry, kterými lze měřit jednoduše a rychle s malým množstvím měřené látky. Základní částí Abbé refraktometru je dvojhranol H_1, H_2 (viz obrázek 6c), který je zhotoven ze silně lámavého skla (flintového). Hranol H_1 (měřící) má stěny AC, BC vyleštěny, stěnu AB zdrsňenou. Druhý hranol H_2 (osvětlovací) má naopak zdrsňenou plochu ED.



Obr. 6c: Dvojhranol Abbé refraktometru.

Měřená látka se umísťuje na přeponovou plochu AC měřícího hranolu. Kapalina se nanese v malém množství a přiklopí osvětlovacím hranolem. Chceme-li měřit index lomu pevné látky, musíme mít k dispozici vzorek, který má alespoň jednu rovinnou plochu dobře vyleštěnou. Přiložíme ho touto plochou na přeponovou stěnu měřícího hranolu, která se předtím navlhčí vhodnou kapalinou s indexem lomu větším než má měřená látka (monobromnaftalen $n=1,658$). Měříme buď v procházejícím nebo odraženém světle. Při měření na průchod vstupuje světlo stěnou EF do osvětlovacího hranolu a rozptýlené na jeho zdrsňené stěně ED vchází do měřené látky. Po lomu na rozhraní mezi měřenou látkou a měřícím hranolem vychází stěnou BC. Tato stěna se pozoruje dalekohledem zaostřeným na nekonečno, při jeho vhodném natočení se zjistí, že část zorného pole je dobře osvětlena a část zůstává tmavá. Při použití monochromatického světla je mezi světlou a tmavou částí ostré rozhraní. Při měření na odraz vchází světlo plochou AB do měřícího hranolu. Rozptýlené pak dopadá na rozhraní s měřenou látkou a po odrazu vystupuje stěnou BC, která se opět pozoruje dalekohledem. Rozhraní mezi tmavým a světlým polem je ostré pouze při použití monochromatického světla. Je-li hranol osvětlen bílým světlem, je rozhraní v důsledku disperze zbarveno, což snižuje přesnost odčítání mezního úhlu. Aby se tato obtíž dala odstranit, jsou přístroje konstruované pro bílé světlo vybaveny buď filtrem nebo kompenzátozem. Při použití filtru se z bílého světla vybere vhodná oblast – měří se tedy ve světle monochromatickém. Činnost kompenzátozu spočívá v tom, že se do optické soustavy přístroje zařadí nový hranol, jehož disperze je až na znaménko rovna disperzi měřící soustavy. U univerzálních přístrojů je nutné používat kompenzátozu s proměnnou disperzí. Pro tento účel se používá dvojice Amiciových hranolů otočných vůči sobě kolem osy rovnoběžné s osou dalekohledu. Při měření se nastaví vzájemná poloha obou kompenzačních hranolů tak, aby rozhraní v zorném poli bylo co nejostřejší. Přístroje pro bílé světlo vybavené kompenzátozem s proměnnou disperzí jsou výhodné tím, že z polohy kompenzačních hranolů lze odečítat střední disperzi měřené látky:

$$\Delta = n_F - n_C$$

F = světlo o vlnové délce 486,1 nm – zelená

C = světlo o vlnové délce 656,3 nm – červená

Průmyslově vyráběné refraktometry jsou opatřeny stupnicí, na které lze přímo odečítat index lomu nebo koncentraci příslušného roztoku (u jednoúčelových přístrojů). Konstruuji se přístroje s otočným dalekohledem nebo s otočným hranolem. S přístroji tohoto druhu se měří tak, že se rozhraní temného a světlého pole nastaví na střed nitkovitého kříže dalekohledu a index lomu se odečítá na stupnici udávající vzájemnou polohu měřícího hranolu a dalekohledu. Univerzálním refraktometrem vyráběný firmou Zeiss je přístroj s otočným hranolem. Měřící hranoly jsou výměnné, jedny pro měření pevných látek, druhé pro měření kapalin. Hranoly pro měření kapalin je při měření možné temperovat protékající vodou. Jejich teplota se kontroluje namontovaným teploměrem. S měřícím hranolem je pevně spojen segment se stupnicí kalibrovanou jednak v hodnotách indexu lomu n , jednak v hodnotách cukernatosti. Odečítá se na ní pomocí lupy pevně umístěné vedle okuláru dalekohledu. Poloha kompenzačních hranolů je ovládána mechanismem spojeným se stupnicí, z jejichž údajů je možné pomocí tabulek stanovit též hodnotu střední disperze.

Postup:

Uvolníme zajišťovací šroub a z refraktometru odklopíme osvětlovací hranol, přeponové plochy obou hranolů očistíme vatou navlhčenou v éteru. Refraktometr sklopíme tak, aby přeponová stěna měřicího hranolu byla vodorovná. Pipetou (kapátkem) kápneme na přeponovou plochu měřicího hranolu malé množství měřené kapaliny, potom osvětlovací hranol přiložíme zpět a zajistíme šroubem. Refraktometr sklopíme do nejpohodlnější polohy na měření. Okulár dalekohledu nastavíme tak, aby obraz nitkového kříže byl ostrý, osvětlovací zrcátko nastavíme tak, aby zorné pole dalekohledu bylo dostatečně ostré-světlé. Hodnotu indexu lomu měřené kapaliny odečítáme přímo pomocí druhého okuláru, osvětlení stupnice dosáhneme natočením šroubu s vyřízlou zrcadlovou plochou. Dále otáčíme hranoly pomocí ovládacího šroubu, dokud se v zorném poli dalekohledu neobjeví tmavé a světlé pole. Ostré rozhraní obou polí nastavíme tak, aby splývalo s průsečíkem kříže. Není-li rozhraní mezi světlým a tmavým polem ostré, případně je zbarvené, otáčíme pomocným šroubem (ovládá kompenzační hranoly), až dosáhneme ostrého a nezbarveného rozhraní. Měření opakujeme pětkrát a naměřené hodnoty zapíšeme do tabulky a zpracujeme graficky.

Úkol:

- 1) Změřte závislost indexu lomu cukerného roztoku na jeho koncentraci c (pro 0, 10, 20, 30,40, 50 % hmotnostní koncentraci)
- 2) Změřte závislost indexu lomu cukerného roztoku o $c = 50\%$ na teplotě (od 10 po 70 °C po 10 °C)
- 3) Uvedená měření zpracujte graficky.

Poznámka:

K temperování cukerného roztoku použijeme připojený hranol refraktometru ke kapalinovému cirkulačnímu termostatu pomocí gumových hadic. Teplotu lázně nastavujeme pomocí ovládacího teploměru (otáčení snímatelným knoflíkem). Termostat zapínáme spínacím knoflíkem (do polohy SSS „zap“). Otočný knoflík slouží k nastavení plynulého topného výkonu. Optimální regulace teploty je při poměru 1:1 v intervalu mezi osvětlením a tmou žárovky. Kapalínu naplňujeme do výše topného tělesa. Do příruby hranolu zasuneme teploměr, kterým měříme teplotu kapaliny. Průběžně kontrolujeme uchycení hadic. Měření teplotní závislosti provádíme při zvyšování teploty. Měření v opačném směru při chladnutí kapaliny je nevýhodné z časových důvodů (v důsledku velkého objemu kapaliny klesá temperovací teplota velice pomalu).

7 Studium kmitů

Studium tlumených kmitů

Pomůcky: Osciloskop s pilovými kmity, kondenzátor, odpor, indukčnost, RLC můstek

Teorie:

Pro tlumené kmity veličiny Ψ obecně můžeme odvodit pohybovou rovnici

$$\frac{d^2\Psi}{dt} + 2b\frac{d\Psi}{dt} + \omega_0^2\Psi = 0, \quad (1)$$

kde b je koeficient útlumu a ω_0 úhlová frekvence volných netlumených kmitů. Veličiny b i ω_0 mají stejnou jednotku s^{-1} . Pro případ malého tlumení, tj. $b < \omega_0$, získáme řešení této pohybové rovnice ve tvaru

$$\Psi_{(t)} = A_0 e^{-bt} \sin(\omega \cdot t + \varphi), \quad (2)$$

kde amplituda $A(t)$ s časem exponenciálně klesá podle vztahu

$$A(t) = A_0 \cdot e^{-bt}, \quad (3)$$

pro úhlovou frekvenci ω_0 platí

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - b^2}. \quad (4)$$

Koeficient útlumu můžeme určit z poměru ψ_1 a ψ_2 dvou po sobě následujících maxim v časech t_1 a $t_2 = t_1 + T$

$$\frac{\Psi_2}{\Psi_1} = \frac{e^{-b(t_1-T)} \sin(\omega \cdot t_1 + \omega \cdot T)}{e^{-bt_1} \sin(\omega \cdot t_1)} = e^{-bT}. \quad (5)$$

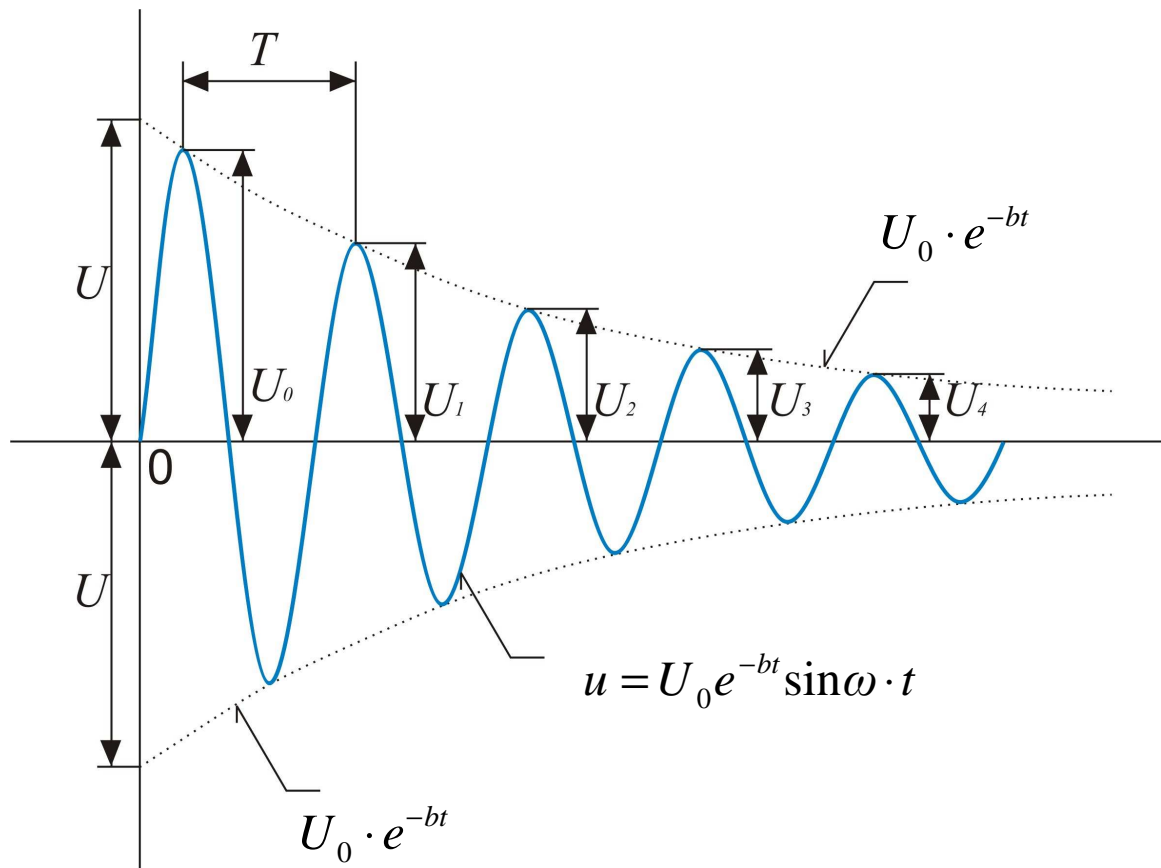
Mluvíme-li o elektrických kmitěch, představuje veličina ψ okamžitou hodnotu napětí proudu, náboje na kondenzátoru apod., veličina $A(t)$ pak okamžitou amplitudu. Elektrické kmity vznikají v elektromagnetickém oscilátoru, tj. v obvodu (RLC obvod) na základě periodické přeměny elektrického pole v magnetické a naopak. Pro periodu T elektromagnetických kmitů oscilačního obvodu platí vztah

$$T = \frac{2 \cdot \pi}{\sqrt{\frac{1}{L \cdot C} - \frac{R^2}{4 \cdot L^2}}}, \quad (6)$$

kde

R – ohmický odpor
 L – indukčnost cívky
 C – kapacita kondenzátoru

Tlumené kmity (viz. obr. č. 6a) vznikají, je-li $\frac{R}{2 \cdot L} \neq 0$ a není-li tlumení zanedbatelně malé.



Obr. 6a: Závislost výchylky tlumeného pohybu na čase.

Pro napětí na deskách kondenzátoru platí vztah

$$U_c = U_0 e^{-bt} \sin \omega \cdot t, \quad (7)$$

kde koeficient útlumu je určen vztahem

$$b = \frac{R}{2L}. \quad (8)$$

Ze vztahu (5) a (7) můžeme odvodit vztah pro koeficient útlumu. V čase T po uplynutí jedné periody platí

$$U_1 = U_0 e^{-bt} \sin \omega \cdot T .$$

Člen $\sin \omega \cdot T = 1$, po úpravě

$$b = \frac{\ln \frac{U_0}{U_1}}{T},$$

respektive

$$b = \frac{\ln \frac{U_0}{U_1}}{nT},$$

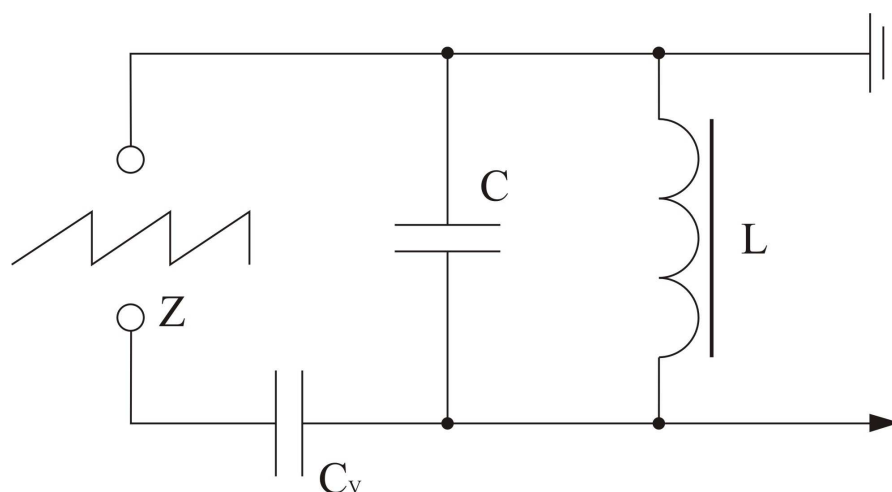
kde $0, 1, \dots, n$ je postupné označení jednotlivých výchylek.

Poznámka:

Je-li $R \ll L$, potom ze vztahu (6). vyplývá Thomsonův vztah

$$T = 2\pi\sqrt{LC},$$

a vznikají netlumené kmity.



Obr. 7b: Schéma RLC obvodu.

Postup:

- 1) Zapojíme kmitavý RLC obvod v sérii podle obrázku č. 7b a pro lepší odečítání budeme tlumený kmitavý děj periodicky opakovat tím, že RLC obvod pravidelně budíme pilovým napětím ze zobrazovacího osciloskopu. Tím získáme synchronizace s časovou základnou osciloskopu a na obrazovce osciloskopu bude stabilizován průběh opakovaných tlumených kmitů. Frekvenci časové základny a tím i budících impulsů volíme s ohledem na frekvenci vlastních kmitů LC obvodů tak, abychom získali řadu po sobě jdoucích tlumených kmitů.
- 2) Zakreslíme oscilogram.
- 3) Okalibrujeme y výchylku osciloskopu (pomocí kalibrace 60 mV) a určíme U_0 a U_n .
- 4) Pomocí časové základny osciloskopu určíme periodu kmitu T .
- 5) Ověříme platnost vztahu (5) a (6)
Cívka 12.000 z s indukčností $L =$
s ohmickým odporem $R =$
- 6) Z hodnot U_0 a U_n a T určíme koeficient útlumu b a porovnáme se vztahem (8).

8 Základní fotometrická měření

Pomůcky:

Optická lavice, Bunsenův fotometr, žárovky (40 W, 60 W, 100 W, úsporné žárovky), luxmetr, držák s otočnou žárovkou a úhломěrnou stupnicí, wattmetr, vodiče.

Teorie:

Elektromagnetické záření může vystupovat ze zdroje všemi směry. Výkon přenášený zářením se nazývá tok záření a značíme ho zpravidla značkou Φ_e . Naše smysly nejsou schopny vnímat celý tok záření, mohou postřehnout jen tu část toku, na kterou je oko citlivé. Viditelnou část toku záření nazýváme světelným tokem a značíme ji jako veličinu předešlou, ale bez indexu, tedy Φ . Poměr světelného toku Φ k toku záření Φ_e , procházejících stejnou plochou, je světelná účinnost, kterou značíme K

$$K = \frac{\Phi}{\Phi_e}. \quad (1)$$

Veličina K má nenulové hodnoty pro viditelný rozsah záření.

Poznámka:

Světelnou účinnost záření lze definovat i pro jednotlivé vlnové délky. Svítivost zdroje, označovaná jako I , ve zvoleném směru je definována jako elementární světelný tok $d\Phi$, vysílaný do elementárního prostorového úhlu $d\omega$, dělený právě velikostí tohoto prostorového úhlu, viz vztah (2)

$$I = \frac{d\Phi}{d\omega}. \quad (2)$$

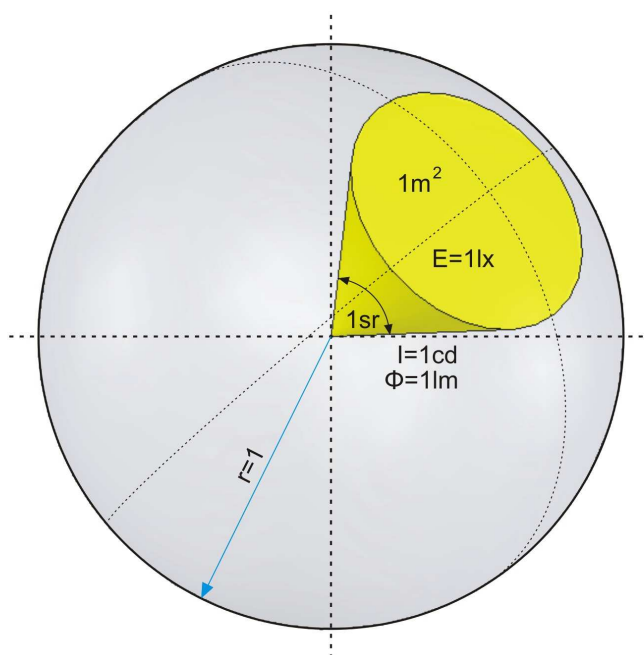
Jednotkou svítivosti je kandela (cd), jedna ze základních jednotek SI. Jednotkou světelného toku je lumen (lm) a jednotkou prostorového úhlu je steradián (sr). Světelný tok při dopadu na těleso způsobuje osvětlení E , které definujeme jako poměr světelného toku $d\Phi$ a osvětlené plochy dS

$$E = \frac{d\Phi}{dS}. \quad (3)$$

Jednotkou osvětlení je lux (lx). Je to takové osvětlení, při kterém na plochu o rozloze 1 m^2 dopadá světelný tok o velikosti 1 lm rovnoměrně na ní rozložený. Podle vztahu (2) tedy musí platit i následující vztah: $1 \text{ lx} = 1 \text{ lm} \cdot \text{m}^{-2}$. Mezi osvětlením E a svítivostí I bodového zdroje platí podle Lambertova tento vztah

$$E = \frac{I}{r^2} \cdot \cos \alpha, \quad (4)$$

kde r je vzdálenost zdroje od místa, u něhož určujeme osvětlení E a α úhel mezi normálou plochy a směrem dopadajícího světla, viz obr. 8a.



Obr. 8a

Jestliže máme porovnat svítivost dvou světelných zdrojů, umístíme je tak, aby způsobily stejné osvětlení téže plochy. Přitom paprsky dopadají na plochu buď kolmo, nebo alespoň pod stejnými úhly. Jestliže označíme jako I_1 , I_2 svítivosti porovnávaných zdrojů a r_1 , r_2 jejich vzdálenosti od světelné plochy, pak při rovnocennosti osvětlení $E_1 = E_2$ podle vztahu (4) platí jak vztah (5a), tak (5b)

$$\frac{I_1}{r_1^2} \cdot \cos \alpha = \frac{I_2}{r_2^2} \cdot \cos \alpha . \quad (5a)$$

Po jednoduché úpravě získáme

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{r_1^2}{r_2^2} . \quad (5b)$$

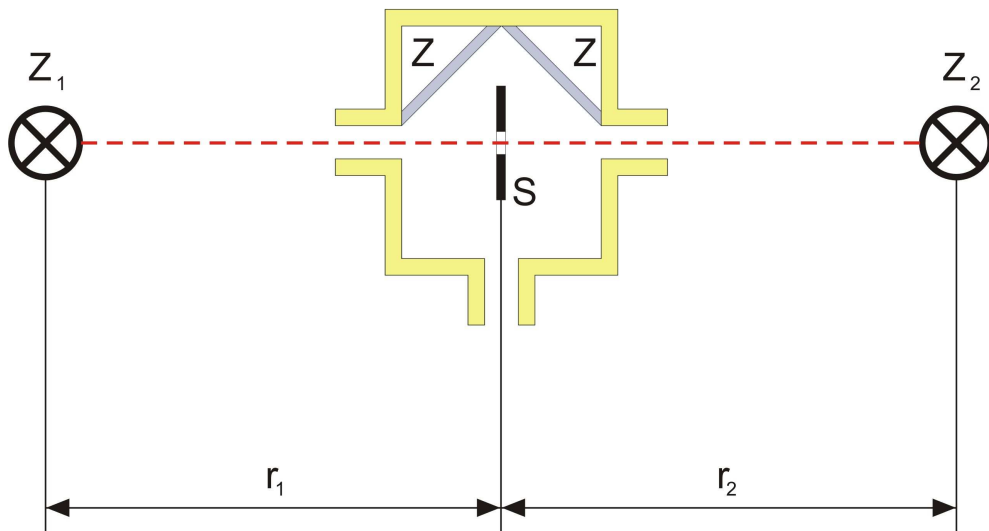
Ze vztahu (5b) vyplývá, že pokud známe svítivost alespoň jednoho ze zdrojů, jsme schopni vypočítat svítivost I druhého ze zdrojů. Vztah (5b) si ještě upravme do pro nás přijatelnější podoby

$$I_2 = \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^2 \cdot I_1 . \quad (5c)$$

Zde r_1 , r_2 jsou změřené vzdálenosti světelných zdrojů od místa, kde měříme osvětlení.

Měření svítivosti pomocí fotometru

Na porovnání svítivosti světelných zdrojů se používá přístroj, který nazýváme fotometr. Nejjednodušší je Bunsenův fotometr (obrázek 8b). Základní částí Bunsenova fotometru je bílé papírové stínidlo S , které má uprostřed mastnou skvrnu. Mastná skvrna má tu vlastnost, že propouští více (odráží méně) světla, než čistý papír, proto se skvrna při pohledu ze strany zdroje (v odraženém světle) jeví tmavší než okolní papír a z druhé strany (v procházejícím světle) se jeví naopak světlejší. Je-li skvrna stejně jasná jako okolní papír, potom je osvětlení z obou jejich stran stejné a platí vztahy (5).



Obr. 8b: Schéma fotometru.

Měření svítivosti pomocí luxmetru

Luxmetr je vlastně fotočlánek (polovodič, který po osvětlení uvolňuje elektrony), spojený s citlivým galvanometrem, jehož stupnice je ocejchována v jednotkách osvětlení (tedy v luxech). Jestliže známe vzdálenost r mezi zdrojem světla a luxmetrem, pak při kolmém dopadu světla na luxmetr pro svítivost I podle vztahu (4) platí, že

$$I = E \cdot r^2,$$

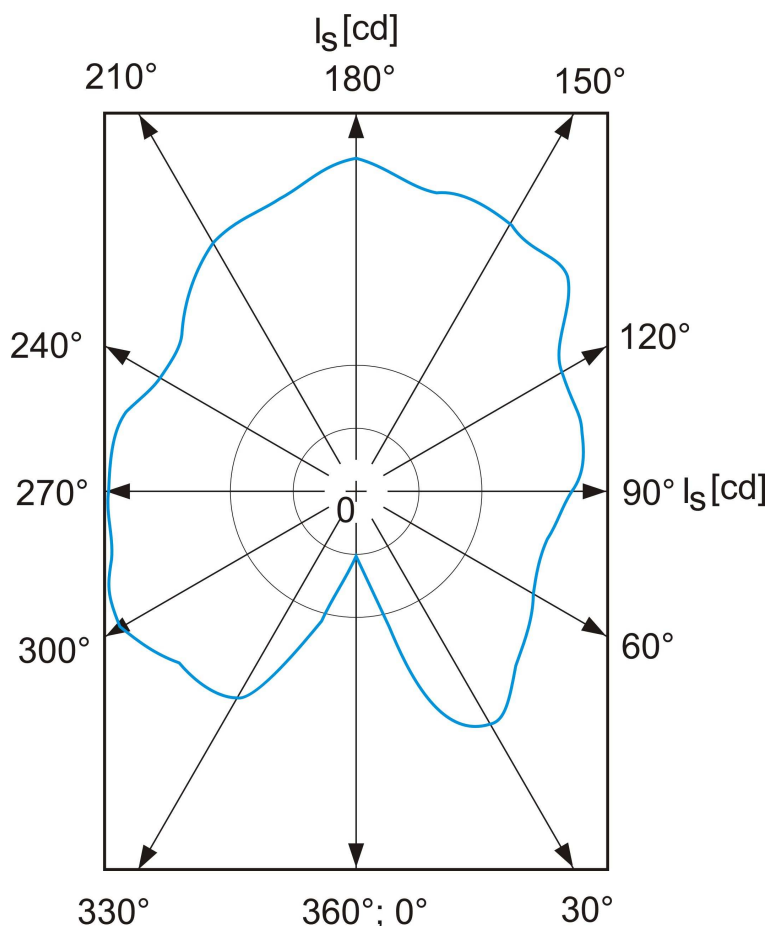
kde E je osvětlení, které měříme v luxech a odečítáme na luxmetru. Jestliže vzdálenost r měříme v metrech, pak svítivost dostaneme v kandelách ($1 \text{ cd} = 1 \text{ lx} \cdot \text{m}^2$).

Měření světelného toku

Svítivost je veličina, která je úzce závislá na směru světelných paprsků. Vyneseme-li velikosti směrové svítivosti pro jednotlivé úhly z jednoho středu do grafu (jde vlastně o diagram v polárních souřadnicích) a konce spojíme, získáme směrový fotometrický vyzařovací diagram světelného zdroje. Obecně je tento diagram trojrozměrný. U zdrojů, které mají alespoň přibližně tvar rotačního tělesa podle jedné osy (například žárovka), získáme dostatečný přehled o rozdělení svítivosti již při konstrukci jednoho řezu

fotometrickým tělesem v rovině vedené osou rotační symetrie. Pro žárovku má vyzařovací diagram tvar symetrické srdcovky (viz obr. 8c). Z plochy ohraničené fotometrickou křivkou je možno vypočítat sférickou svítivost I_s zdroje podle vztahu (6)

$$I_s = \sqrt{\frac{P}{\pi}}. \quad (6)$$



Obr. 8c: Vyzařovací diagram světelného toku.

Zde P je plocha ohraničená fotometrickou křivkou vyjádřená v jednotkách cd^2 , kterou určíme planimetrem nebo součtem čtverečků milimetrového papíru uvnitř plochy. Pokud známe průměrnou sférickou svítivost, můžeme vypočítat světelný tok Φ vysílaný zdrojem

$$\Phi = I \cdot \int_0^{4\pi} d\omega = 4\pi \cdot I. \quad (7)$$

Ze vztahu (7) můžeme posléze určit i světelnou účinnost zdroje

$$K = \frac{\Phi}{\Phi_p}. \quad (8)$$

Zde Φ_p je rovno příkonu žárovky ve wattech. Pro současné vakuové žárovky bývá světelná účinnost K přibližně $30 \text{ lm} \cdot \text{W}^{-1}$.

Postup:

- 1) Při měření svítivosti pomocí fotometru postavíme porovnávané zdroje Z_1 a Z_2 na opačné strany fotometru F a posunujeme je na optické lavici tak dlouho, až mastná skvrna zmizí nebo je stejně jasná z obou stran. Pak je osvětlení papíru z obou stran stejné. Aby mohla být skvrna pozorována současně z obou stran, umisťují se za papír dvě rovinná zrcadla Z , skloněná asi pod úhlem 60° . Aby se odstranil vliv vnějšího světla, je papír se zrcadly uložen do skříňky, jejíž vnitřní stěny jsou začerněny. Naměřené hodnoty poloh Z_1 a Z_2 a F zaznamenáme do tabulky a podle vztahů (5), vypočteme poměr svítivostí zdrojů respektive svítivost známého zdroje. Měření opakujeme desetkrát pro různé polohy Z_1 a Z_2 a F .
- 2) Měření svítivosti pomocí luxmetru spočívá v tom, že luxmetr postavíme tak, aby paprsky dopadali kolmo. Odečteme osvětlení E a změříme příslušnou vzdálenost mezi žárovkou a čidlem luxmetru. Měření opakujeme desetkrát, a to při různých vzdálenostech r . Naměřené a vypočítané hodnoty zpracujeme do tabulky.
- 3) Měření světelného toku spočívá v tom, že čidlo luxmetru umístíme ve vzdálenosti 1 m od středu žárovky. Postupně měříme svítivost žárovky při otočení o 30° .

Úkol:

- 1) Určete poměr svítivosti 2 žárovek pomocí Bunsenova fotometru.
- 2) Určete svítivost dvou žárovek pomocí luxmetru.
- 3) Porovnejte dosažené výsledky z úkolu 1 a 2.
- 4) Určete fotometrický diagram žárovky a průměrnou sférickou svítivost.
- 5) Určete světelný tok žárovky a její světelnou účinnost.

Poznámka: U zdrojů Z_1 a Z_2 předpokládáme stejné spektrální složení jejich vyzařovaného světla.

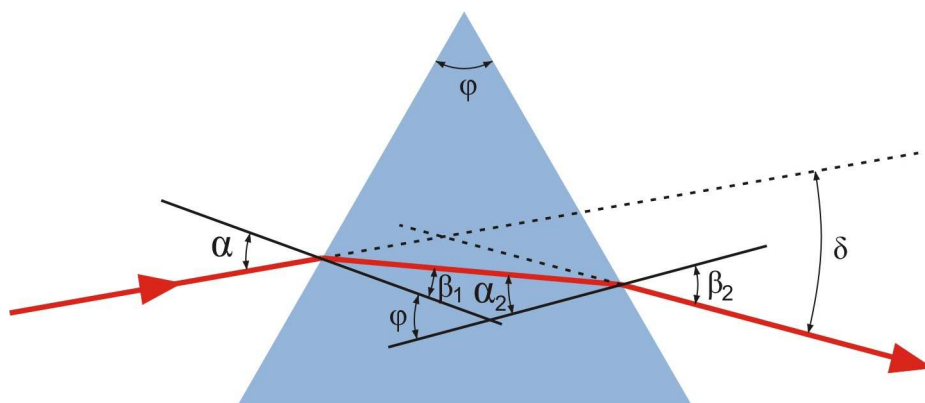
9 Měření závislosti indexu lomu optického hranolu na vlnové délce světla

Pomůcky:

Optický hranol, zdroj monochromatického světla s proměnnou vlnovou délkou, goniometr.

Teorie:

Jestliže monochromatický svazek paprsků světla dopadá na optický hranol s indexem lomu n a lámavým úhlem φ , láme se podle zákona lomu, viz obr. 9a.



Obr. 9a: Chod paprsků optickým hranolem.

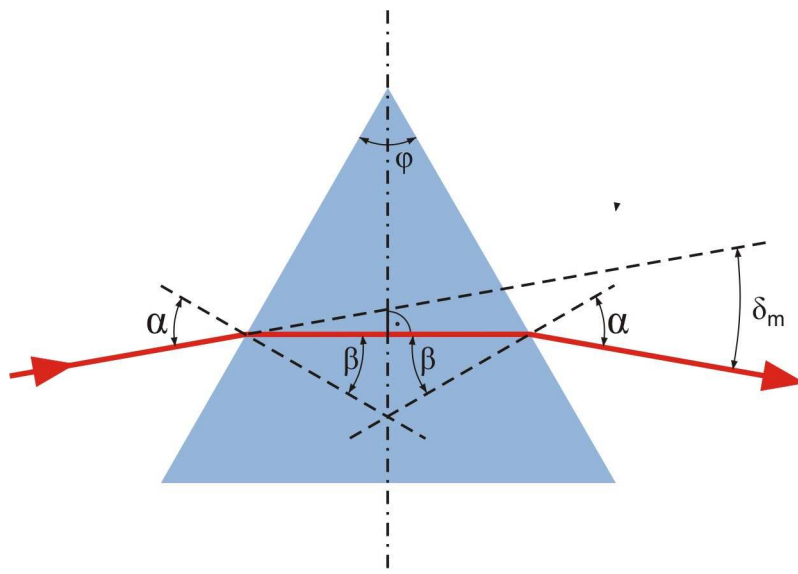
Pro první a druhé rozhraní platí vztahy, získané ze Snellova zákona

$$\begin{aligned}\sin \alpha_1 &= n \cdot \sin \beta_1 \\ n \cdot \sin \alpha_2 &= \sin \beta_2.\end{aligned}$$

Světelný paprsek se po lomu odchýlí od původního směru o úhel δ , který nazýváme deviací

$$\delta = \alpha_1 + \beta_2 - \varphi.$$

Nejmenší odchylka (neboli minimální deviací δ_m) nastane tehdy, když paprsek světla procházející hranolem je kolmý na osu lámavého úhlu hranolu (viz obrázek 9b).



Obr. 9b: Chod paprsků optickým hranolem.

Po dosazení do zákona lomu, vezmeme-li v úvahu, že $\alpha_1 = \beta_2 = \alpha$ a $\beta_1 = \alpha_2 = \beta$, dostaneme pro index lomu n tento vztah

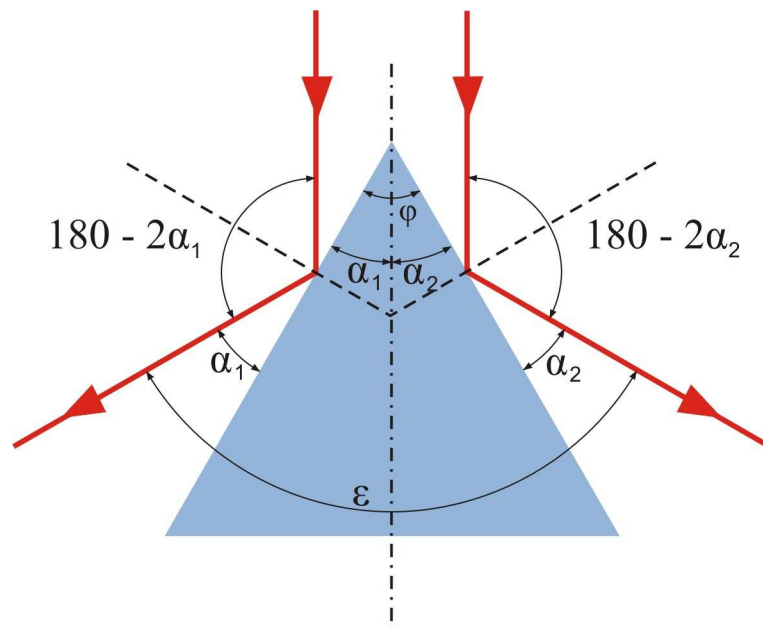
$$n = \frac{\sin \frac{\delta_m + \varphi}{2}}{\sin \frac{\varphi}{2}} . \quad (1)$$

Látky, u kterých chceme určit index lomu, zhotovujeme ve tvaru hranolu. Změřením lámavého úhlu φ a minimální deviace δ_m můžeme dosadit do vzorce (1) a spočítat tak index lomu n . Oba úhly se určují pomocí goniometru, jehož funkce je vyložena v úloze o optické mřížce.

Postup:

Nechť na hranu lámavého úhlu dopadá rovnoběžný svazek světelných paprsků. Sledujeme ty paprsky, které se odrazí na stěnách hranolu. Podle obr. 9c pak platí

$$\varphi = \alpha_1 + \alpha_2 .$$



Obr. 9c: Optický hranol.

Úhel mezi odraženými paprsky je

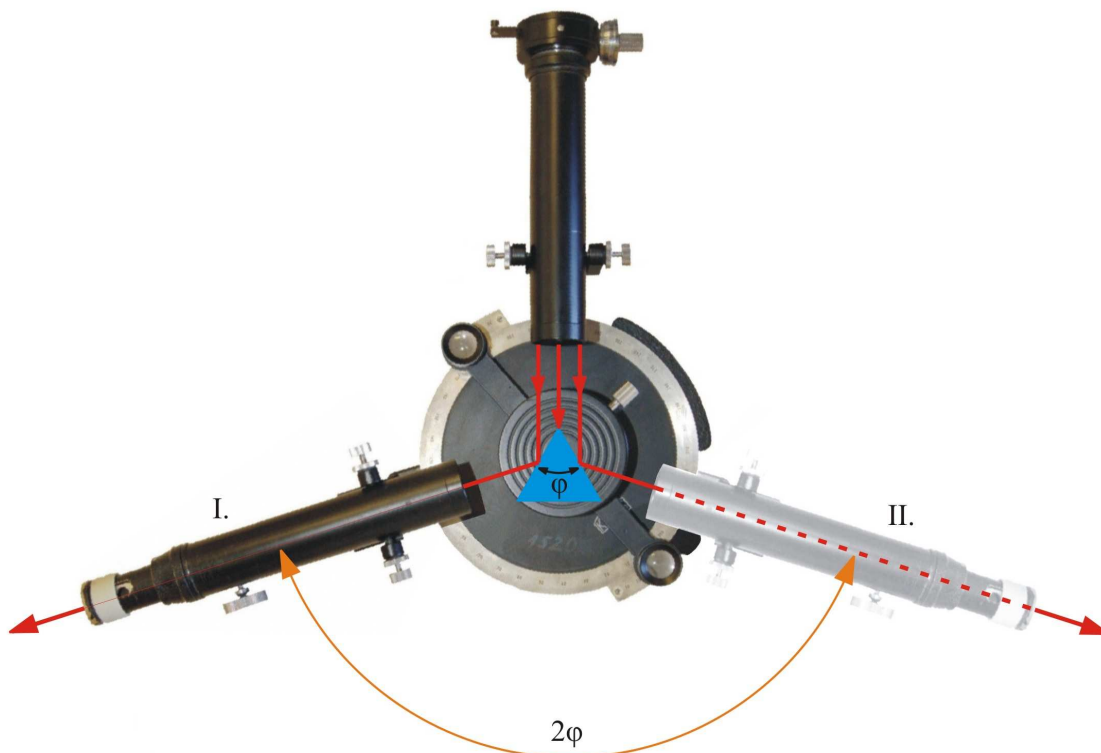
$$\varepsilon = 360^{\circ} - (180^{\circ} - 2\alpha_1 + 180^{\circ} - 2\alpha_2),$$

neboli

$$\varepsilon = 2 \cdot (\alpha_1 + \alpha_2) = 2\varphi. \quad (2)$$

Tedy rovná se dvojnásobku lámavého úhlu hranolu.

Goniometr na měření postavíme podle úlohy o optické mřížce. Optický hranol postavíme tak, aby osa kolimátoru byla přibližně v rovině souměrnosti lámavého úhlu a jeho lámavé stěny byly kolmé na vodorovnou rovinu, kterou opisuje osa dalekohledu při jeho otáčení. Jako zdroj pro osvětlení štěrbinu použijeme sodíkovou lampu. Vyhledáme okem obraz štěrbinu ve směru I. a nastavíme dalekohled tak, aby obraz štěrbinu splynul se svislým vláknem kříže. Příslušnou polohu α_1 a α_1' dalekohledu odečítáme na obou nóniusech a vypočítáme jejich průměrnou hodnotu α_1 . Podobně vyhledáme obraz štěrbinu v poloze II. a příslušnou polohu α_2 a α_2' odečítáme, viz obrázek 9d.



Obr. 9d: Schéma goniometru.

Podle vztahu (2) vypočítáme lámavý úhel φ hranolu. Měření opakujeme pětkrát a do výsledku vezmeme aritmetický průměr. Naměřené a vypočtené hodnoty zapíšeme do tabulky č. Xa.

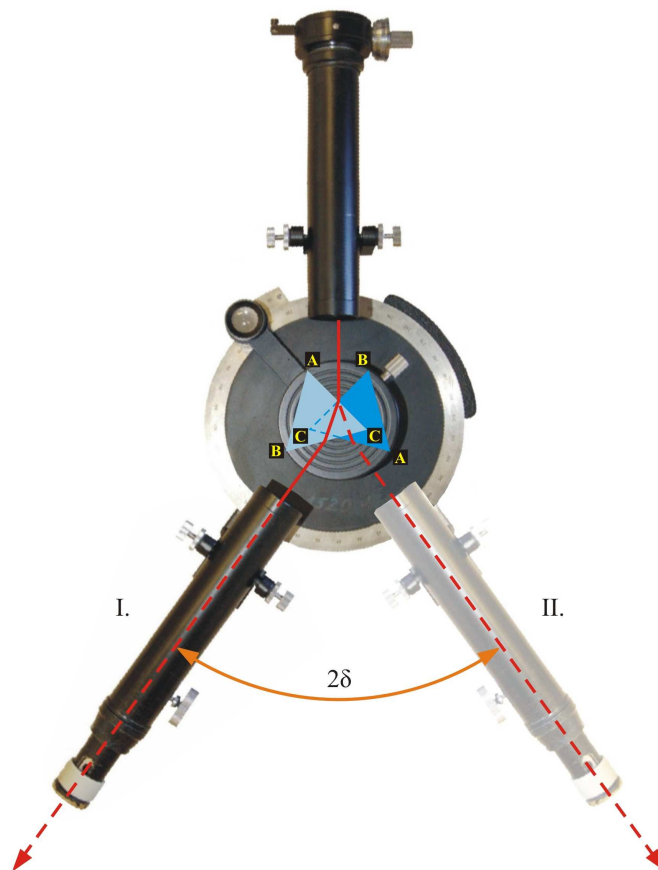
Tabulka č. Xa.

č.	Poloha I			Poloha II			$\varepsilon = \alpha_I + \alpha_{II}$	$\varphi = \frac{\varepsilon}{2}$
	α_I	$\alpha_{I'}$	$\alpha_I = \frac{\alpha_I + \alpha_{I'}}{2}$	α_{II}	$\alpha_{II'}$	$\alpha_{II} = \frac{\alpha_{II} + \alpha_{II'}}{2}$		

Při měření minimální deviace hranolu použijeme pro osvětlení štěrbinu kolimátoru rtuťovou výbojkou nebo monochromátor z přístroje Spekol.

Spektrální čáry Hg:	fialová:	404,7 nm
	modrá:	435,8 nm
	zelená:	546,0 nm
	žlutá:	579,0 nm
	červená:	607,3 nm

Stoleček s hranolem otočíme tak, aby byl přibližně v poloze I minimální deviace a svislé vlákno kříže nastavíme na obraz štěrbinu, viz obr. 9e.



Obr. 9e: Schéma goniometru.

Stoleček s hranolem jemně otáčíme proti směru hodinových ručiček, přičemž i dalekohled otáčíme v tomto směru. Minimální deviace dosáhneme v poloze, kdy se při dalším otáčení hranolu v tomtéž směru obraz štěrbinu začíná vracet zpět. Když nastavíme hranol na minimální deviaci, postavíme dalekohled tak, aby obraz štěrbinu přesně splýval se svislým vláknem kříže. Příslušnou polohu dalekohledu α_1 a α_1' odečítáme na obou nóniusech. Otočíme stoleček s hranolem o 180° do polohy II (na obrázku 25 je označena čárkovaně). Další měření je analogické měření číslo I. Polohu dalekohledu α_2 a α_2' odečítáme. Úhel mezi polohou I a II, jak to vyplývá z obrázku, je 2δ . Celé měření opakujeme pětkrát. Vypočítané a naměřené hodnoty zaneseme do tabulky. Z naměřených hodnot δ a φ vypočítáme index lomu hranolu podle vztahu (1). Máme-li zdroj monochromatického světla s proměnnou vlnovou délkou, opakujeme postup pro určení minimální deviace δ_m několikrát pro různé vlnové délky. Při použití Spekolu jako zdroje nastavujeme vlnovou délku od 400 nm do 700 nm po 50 nm.

Úkol:

1. určete lámavý úhel φ daného hranolu
2. určete minimální deviaci δ_m hranolu
3. určete index lomu hranolu a jeho závislost na různých vlnových délkách, sestrojte pak graf závislosti $n = f(\lambda)$

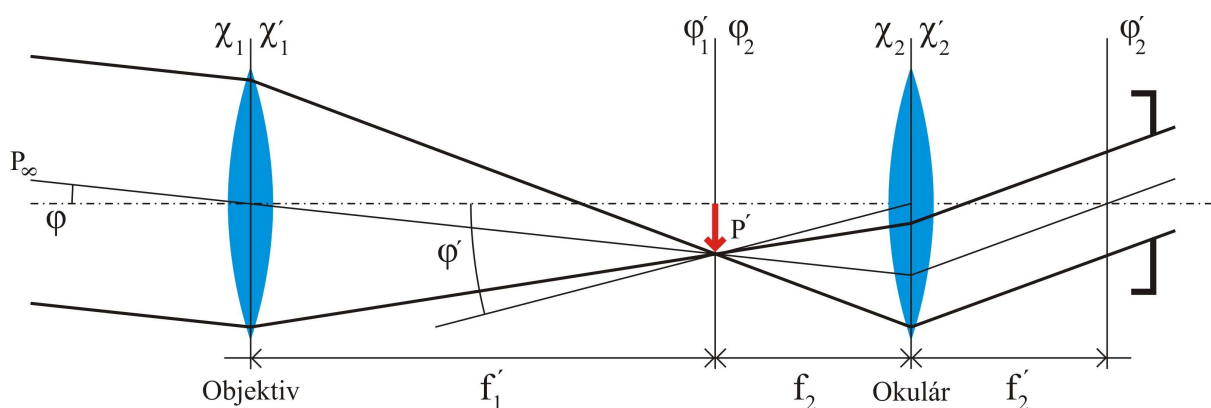
10 Studium parametrů dalekohledu

Pomůcky:

Stojan s držákem a optickou lavicí, objektiv, okulár, pomocné čočky, délkové měřidlo, geodetická tyč (objekt s vhodným členěním), posuvka.

Teorie:

Hvězdářský dalekohled (Keplerův) je přístroj sloužící k zvětšování zorného úhlu vzdálených předmětů. Skládá se ze dvou spojných čoček, objektivu O_b (je blíže objektu) a okuláru O_k (je u oka) viz obr. č. 10a.



Obr. č.10a: Schéma Keplerova dalekohledu.



50 cm čočkový dalekohled z hvězdárny v Nice [3].

Objektiv vytváří reálný, zmenšený a převrácený obraz P' předmětu P . Tento obraz P' je vlastně předmět pro okulár, který ho zobrazí jako předmět P'' . Protože dalekohled je fokální optická soustava, rovnoběžné paprsky přicházející z nekonečně vzdáleného bodu do objektivu pod úhlem φ , vycházející z okuláru opět jako rovnoběžné paprsky, ale pod větším zorným úhlem φ' . Oko zaostřené na nekonečno (neakomodované) vidí zdánlivý obraz převrácený a zvětšený. Zvětšení dalekohledu Z je definováno jako poměr úhlu φ' , pod kterým pozorujeme daný předmět dalekohledem a úhlu φ , pod kterým pozorujeme daný předmět pouhým okem. Příčné zvětšení můžeme také určit jako poměr velikosti obrazu y' , příslušející zornému úhlu φ' ku velikosti předmětu y příslušející zornému úhlu φ . Pokud lze zanedbat délku dalekohledu vzhledem ke vzdálenosti předmětu od dalekohledu, to znamená, když $x \gg (f_1' + f_2')$, je toto zvětšení rovno úhlovému zvětšení a podle obr.č.10a platí

$$Z = \frac{y'}{y} = \frac{x \cdot \operatorname{tg} \varphi'}{x \cdot \operatorname{tg} \varphi} = \frac{\operatorname{tg} \varphi'}{\operatorname{tg} \varphi} = \frac{f_1'}{f_2'}, \quad (1)$$

kde: x značí vzdálenost předmětu od středu objektivu.
 f_1' značí ohniskovou vzdálenost objektivu.
 f_2' značí ohnisková vzdálenost okuláru.

V případě, že nelze zanedbat délku dalekohledu vzhledem ke vzdálenosti předmětu od dalekohledu, je zvětšení rovno:

$$Z_x = \frac{x}{x - f_1'} \cdot Z. \quad (2)$$

Přímé zvětšení dalekohledu můžeme též určit ze vztahu:

$$Z = \frac{D}{D'}. \quad (3)$$

Zde D je průměr vstupní pupily (průměr objektivu) a D' průměr výstupní pupily.

Postup:

Na optickou lavici upevněnou na stojanu umístíme do přední polohy spojnou čočku (o větší ohniskové vzdálenosti), která bude tvořit objektiv. Okulár (spojná čočka o menší optické vzdálenosti) posouváme v zadní části optické lavice a hledáme jeho polohu, při které vidíme zobrazovaný předmět (převráceně) ostře. Chceme-li vidět obraz vzpřímeně, tj. vytvořit tzv. pozemský dalekohled, musíme před okulár vložit ještě jednu pomocnou spojnou čočku (vytvořit Huygensův okulár), která obraz převrátí do vzpřímené polohy, nebo jako okulár použít rozptylnou čočku (Galileův dalekohled).

1) Určení zvětšení výpočtem

Na optickou lavici umístíme měřenou spojnou čočku, před ní zdroj světla, které dává svazek paprsků rovnoběžných s optickou osou, za ní stínítko, s kterým posouváme do takové polohy, až na něm zachytíme ostrý bod – obraz ohniska. Po změření ohniskových vzdáleností objektivu a okuláru určíme podle vztahu (1) resp. (2) zvětšení dalekohledu v závislosti na vzdálenosti předmětu od objektivu.

Poznámka: Změřené hodnoty ohniskových vzdáleností porovnejte s údaji na čočkách.

2) Přímá metoda

Do dostatečné vzdálenosti (nejméně třicetinásobek ohniskové vzdálenosti objektivu) umístíme tyč se stupnicí – například nivelační tyč. Jedním okem pozorujeme tuto stupnici přímo a druhým pomocí dalekohledu. Zvětšení určíme jako poměr počtu dílků pozorovaných dalekohledem a jemu odpovídajícímu počtu dílků pozorovaných pouhým okem.

3) Určení z průměrů vstupní a výstupní pupily

Vstupní pupilu tvoří obruba čočky objektivu, jeho průměr určíme např. posuvkou. Průměr výstupní pupily určíme následovně. Před objektiv umístíme zdroj rozptýleného světla a na výstupu z dalekohledu zaostříme obraz vstupní pupily na matnici s milimetrovým měřítkem. Hledáme takovou polohu matnice, při které se na ní zobrazí co nejostřeji ohraničený a rovnoměrně osvětlený kroužek, představující výstupní pupilu dalekohledu. Její průměr určíme milimetrovým měřítkem nebo změříme posuvkou. Zvětšení dalekohledu určíme ze vztahu (3).

4) Pozemský dalekohled

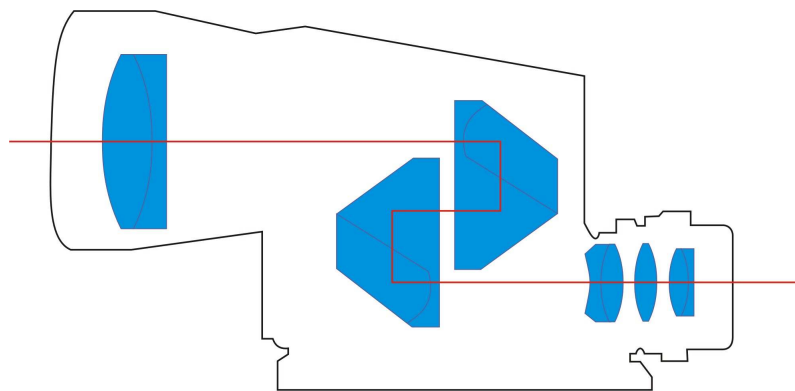
Pozorujeme vlastnosti obrazu pro různé druhy okulárů.

Poznámky:

K omezení optických vad, tj. k vymezení paprsků v blízkosti optické osy, použijeme irisovou clonu. Aby bylo zorné pole ostře ohraničeno a nenastalo odclánění, vložíme irisovou clonu do předmětové ohniskové roviny okuláru, v níž leží obraz předmětu vytvořený objektivem. Nevýhodou Galileova dalekohledu je, že při větším zvětšení má velmi malé zorné pole, do oka proto vstupuje jen malá část paprsků prošlých objektivem, takže obraz je méně světlý. Proto se ho užívá většinou pouze jako divadelního kukátka s 2-4 násobným zvětšením.

Dalekohledy v praxi

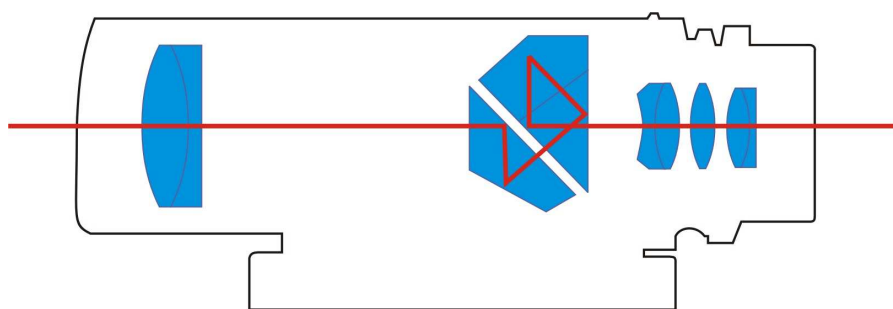
Dalekohled s převrácenými hranoly se nazývá triedr. Triedr s pravouhlými převráceními hranoly (klasický) je „zalomený“ (má tvar blesku).



Porro Prism

Obr. č. 10b: Triedr.

Triedr se střechovitými převraceními hranoly (moderní dalekohled) má lahvovitý tvar a často je označován jako lineár.



Obrázek č. 10c: Lineár.

Triedry mají obvykle větší zvětšení, dochází v nich však ke větší ztrátě světla odrazem v složených čočkách a hranolech, která dosahuje až 38%. Rozptýlené odražené paprsky mohou v dalekohledu činit dojem zamlženého obrazu. Tento nedostatek se odstraňuje antireflexní vrstvou, která snižuje odrazivost pro žlutou barvu. V důsledku toho se antireflexní vrstva jeví ve své doplňkové barvě, tj. modré. Světelnost dalekohledu zůstává stejná. Antireflexní vrstva snižuje ztrátu světla odrazem až na 17%, čímž je pozorovaný obraz kontrastnější. Dalekohledem s antireflexní vrstvou je možné se za ubývajícího denního světla déle dívat než dalekohledem bez této vrstvy. V poslední době jsou novinkou povlaky s načervenalým odleskem. Tyto vrstvy mají zvýšenou redukci UV a INFRA paprsků do optické soustavy a lepší jas obrazu v protisvětle.

Označení dalekohledů

Například 7x50. 7 značí zvětšení (*Z*), tudíž zobrazovaný předmět se nám jeví jako 7x větší, než když jej pozorujeme pouhým okem. 50 je průměr objektivu v milimetrech (*D*). Tento parametr je důležitý, aby zobrazovaný předmět měl optimální jas. V praxi je potřeba zvolit přijatelný kompromis mezi zvětšením dalekohledu a průměrem objektivu.



Obr. 10a: Rozdíl v jasnosti mezi zvětšením 7x a 10x. [4]

Na obrázku 10a si můžeme všimnout rozdílu mezi dalekohledem se zvětšením 7x a dalekohledem který má zvětšení 10x. U dalekohledu s označením 10x35 je patrné že má nejen větší zvětšení pozorovaného objektu, ale i nižší jasnost obrazu.

Průměr výstupní pupily

Uurčíme jej jako podíl průměru objektivu D_o ku zvětšení Z

$$d = \frac{D_o}{Z},$$

zpravidla se značí d . Průměr výstupní pupily je důležitý z hlediska fyziologie oka – zornice lidského oka se zvětší ve tmě maximálně na průměr 7 mm (u starších lidí pouze na 5 mm), proto se konstruují dalekohledy s výstupní pupilou maximálně do 7 mm. Dalekohledy s malou výstupní pupilou, například 3 mm (dalekohled 8x24) nechají do oka projít malé množství světla, tzn., že za špatných světelných podmínek poskytují obraz o malé intenzitě, jeví se pozorovateli jako zamlžený.

Světelnost dalekohledu

Označuje se jako S . Je určena jako druhá mocnina průměru výstupní pupily d

$$S = \left(\frac{D_o}{Z} \right)^2 = d^2.$$

Takže dalekohled 7x50 má světelnost S téměř 50, dalekohled 8x25 má světelnost S téměř 10.

Výkonnost za šera

Označuje se jako V a je určena jako druhá odmocnina ze součinu zvětšení a průměru objektivu

$$V = \sqrt{Z \cdot D}.$$

Například dalekohled 7x50 má $V=18,7$. Dalekohled 8x25 má $V= 14,1$. Čím vyšší je hodnota V , tím je výkonnost za šera vyšší.

Zoom triedr

Dalekohled s proměnlivým zvětšením. U dalekohledu s proměnlivým zvětšením je výhodou nastavení zvětšení, v rozsahu který na který je dalekohled konstruován. Nevýhodou je horší světelnost těchto dalekohledů oproti dalekohledům s daným zvětšením.

Úkol:

- 1) Sestavte Keplerův dalekohled a určete zvětšení různými metodami.
- 2) Porovnejte hodnoty zvětšení získané různými metodami.
- 3) Sestavte pozemský dalekohled a diskutujte jeho vlastnosti.

11 Akustická měření (měření rychlosti zvuku)

Pomůcky:

Kundtova trubice, Quinckeho trubice, korková drť, milimetrové měřítko, tónový generátor, zesilovač, reproduktor s ozvučnicí, elektroakustický snímač (mikrofon), transformátor, baterie 4,5 V, osciloskop, ultratermostat, tlaková láhev s CO₂.

Úkol:

- 1) Určete rychlost zvuku ve vzduchu pomocí Quinckeho a Kundtovy trubice.
- 2) Pomocí přizpůsobené Kundtovy trubice ověřte platnost vztahu (9).
- 3) Pomocí Kundtovy trubice určete rychlost zvuku v CO₂.

Teorie:

V akustice vyšetřujeme šíření mechanických vln plynného, kapalného nebo pevného prostředí. V plynech a kapalinách jde vždy o šíření podélné vlny, která způsobuje periodické zhuštění a zředění prostředí. Pro výchylku s částic prostředí, kterým se šíří rovinná vlna ve směru osy x , platí rovnice

$$s = S \cdot \sin\left[\omega \cdot \left(t - \frac{x}{v}\right)\right]. \quad (1)$$

S označuje amplitud kmitů částic, ω je kruhová frekvence kmitů, t je čas a v je rychlost šíření vlny. Pro rychlost u kmitajících částic prostředí (akustickou rychlost) plyne z rovnice (1) díky parciální derivaci okamžité výchylky s podle času t toto

$$u = \frac{\partial s}{\partial t} = S \cdot \omega \cdot \cos\left[\omega\left(t - \frac{x}{v}\right)\right]. \quad (2)$$

Pro časovou a prostorovou závislost proměnného tlaku p (akustického tlaku) v uvedené akustické vlně lze odvodit vzorec

$$p = \rho \cdot v \cdot \omega \cdot S \cdot \cos\left[\omega\left(t - \frac{x}{v}\right)\right]. \quad (3)$$

V níž ρ označuje hustotu prostředí, kterým se vlna šíří. Proměnným tlakem p rozumíme tlak, který se překládá přes původní tlak p_0 , šíří-li se prostředím vlna. Celkový tlak p_c prostředí, jímž se vlna šíří, je tedy

$$p_c = p_0 + p.$$

Z uvedených rovnic je zřejmé, že hlavní charakteristikou vlny je rychlost šíření v , její kmitočet (frekvence) $f = \frac{\omega}{2\pi}$ a též amplituda S . Kromě toho je třeba uvést ještě dvě charakteristiky vlnění, jež s uvedenými úzce souvisí, a to intenzitu vlnění I a délku vlny

λ . Intenzita vlnění, které v případě akustických vln říkáme intenzita zvuku, někdy též síla zvuku, je dána vztahem

$$I = \frac{1}{2} \rho \omega^2 S^2 v. \quad (4)$$

Délka vlny λ souvisí s frekvencí f a rychlostí šíření vlny v známým vztahem

$$\lambda = \frac{v}{f} \quad (5)$$

Rychlost šíření zvukových vln závisí na látkových konstantách a tvaru prostředí, kterým se vlna šíří. V pevných látkách závisí také na tom, šíří-li se vlnění podélně nebo příčně. Pro rychlost šíření zvuku v plynech a kapalinách ve volném prostoru platí rovnice (6):

$$v = \sqrt{\frac{K}{\rho}} \quad (6)$$

K je modul objemové pružnosti a ρ je hustota prostředí. Stlačování a rozpínání plynu je děj velice rychlý, při kterém nedochází k výměně tepla s okolím a můžeme jej proto považovat za děj adiabatický. Pro ideální plyn potom můžeme ze vztahu (6) odvodit vztah následující

$$v = \sqrt{\kappa \frac{p_0}{\rho}} = \sqrt{\kappa \frac{R \cdot T}{\mu}}. \quad (7)$$

Ve kterém κ je Poissonova konstanta, p je tlak plynu, R plynová konstanta, T je teplota ve stupních Kelvina a μ molární hmotnost plynu. Vztahy pro rychlosti zvuku v pevných látkách jsou obecně poměrně složité. Pro potřebu měření uvádíme pouze výraz pro rychlost šíření podélných zvukových vln v pružné tenké tyči.

$$v = \sqrt{\frac{E}{\rho}}, \quad (8)$$

kde E je modul pružnosti v tahu (Youngův modul) a ρ je hustota tyče.

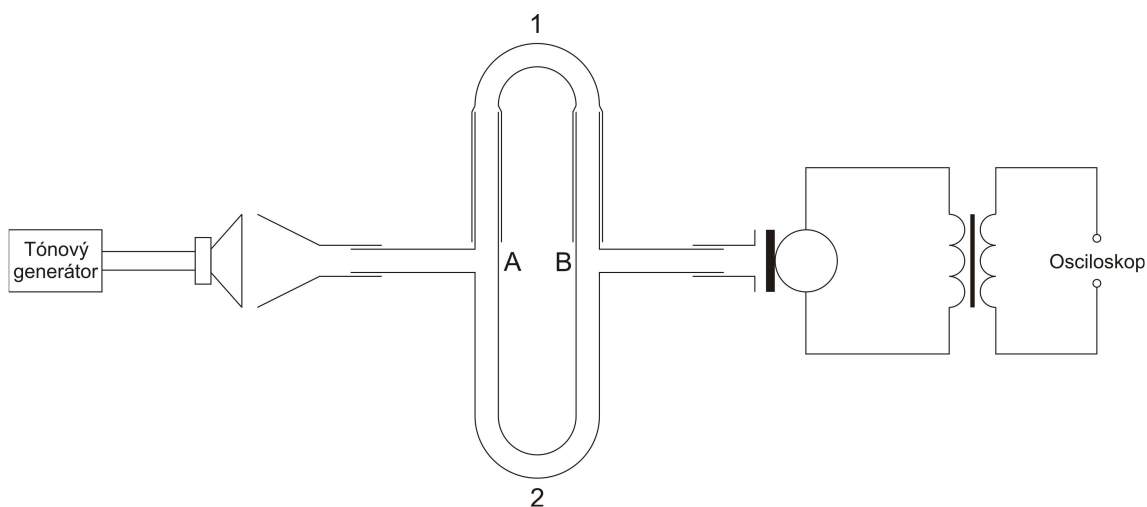
Rychlost zvuku můžeme měřit přímo tak, že měříme dobu, za kterou zvukový pulz urazí jistou známou vzdálenost. V praxi běžnější a experimentálně jednodušší je určování rychlosti zvuku změřením jeho frekvence a vlnové délky a výpočtem po dosazení do (5). Rychlost zvuku je závislá také na teplotě, například pro rychlost zvuku ve vzduchu platí přibližného vztah

$$c = c_0 (1 + 0,002 \cdot t), \quad (9)$$

kde c_0 ($331,6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) je rychlost zvuku ve vzduchu za teploty 0°C a t je teplota vzduchu v $^\circ\text{C}$.

Měření rychlosti zvuku akustickým interferometrem

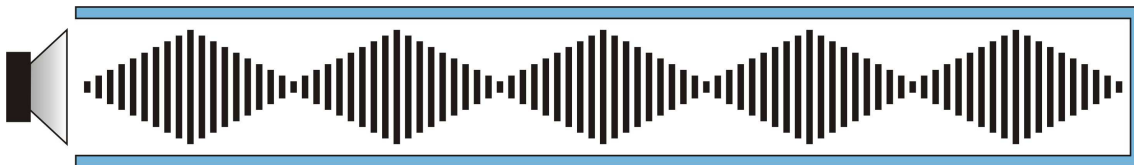
K měření lze použít například Quinckeho trubici (viz obr. 11a), která je nejjednodušším interferometrem. Aby vznikla interference, musíme do jednoho místa dovést fázově posunuté koherentní vlny. V Quinckeho trubici zvuk rozdělíme v místě A do dvou zvukovodů, kde první je proměnné a druhý pevné délky. Subjektivně nebo elektroakustickým snímačem sledujeme výsledek interference obou vlnění v části B. Hledáme rozdíl délky zvukovodu (1) vůči zvukovodu (2) při extrému (maxima, minima) intenzity zvuku. Rozdíl délky proměnného zvukovodu při dvou po sobě následujících maximech a minimech je roven vlnové délce zvuku. Při měření zpravidla určujeme minima intenzity zvuku, protože jejich určení je přesnější než u maxim. Měření je vhodné pro zvuky vyšších kmitočtů. Pro nízké kmitočty by zařízení muselo mít velké rozměry.



Obr. 11a: Quinckeho trubice.

Měření rychlosti zvuku pomocí Kundtovy trubice

Polohou uzlů a kmiten stojatých vln vzniklých v skleněné trubici naplněné zkoumaným plynem je možné zviditelnit pomocí lehkého sypkého prášku, například korkové drti. Délku zvukové vlny lze potom přímo měřit na vzniklých obrazcích tvořených práškem. To je princip Kundtovy trubice (viz. Obr. 11b).



Obr. 11b: Kundtova trubice.

Trubice je na jednom konci uzavřena, na druhém je umístěn zdroj zvuku Z. Zdrojem zvuku může být reproduktor nebo tyč upevněná uprostřed své délky a na konci, který je

uvnitř trubice, opatřená lehkým korkovým pístem. Při měření tyč podélně rozkmitáme. Změnou frekvence reproduktoru připojeného k tónovému generátoru nebo posunem trubice vůči tyči nastavíme podmínky vhodné pro vznik stojatých vln. Po dosažení těchto podmínek vytvoří prášek umístěný v trubici obrazec naznačený šrafováním na obr. 8. Ve stojaté vlně je kmitna akustického tlaku p posunuta o čtvrtinu délky vlny proti kmitně rychlosti u , čili v místech kmiten rychlosti jsou uzly tlaku a naopak. Prášek naspaný v trubici je působením zvukové vlny rozmetáván v místech kmiten rychlosti a zůstává v klidu v uzlech rychlosti. Vzdálenosti nejbližších uzlů, tj. vzdálenosti mezi dvěma sousedními místy, v nichž prášek nebyl rozmetán, jsou rovny polovině vlnové délky zvuku.

Postup:

A)

- 1) Do Quinckeho trubice přivádíme harmonické akustické vlnění z reproduktoru zapojeného přes zesilovač na tónový generátor. Snímání na výstupu provádíme elektroakustickým čidlem (mikrofonem) připojeným přes transformátor k osciloskopu.
- 2) Posouváním zvukovodu proměnné délky hledáme polohy pro následující minima výchylky osciloskopu. Vzdálenost těchto poloh je rovna polovině vlnové délky.
- 3) Pomocí známé frekvence užitím vztahu $\lambda = \frac{v}{f}$ vypočteme rychlost šíření zvuku.
- 4) Měření opakujeme pro 10 různých frekvencí.
- 5) Vypočteme aritmetický průměr a chybu měření použitou metodou.

B)

- 1) K jednomu konci otevřené Kundtovy trubice s korkovou drtí přiložíme reproduktor s ozvučnicí a druhý konec uzavřeme pístem, kterým můžeme měnit délku vzduchového sloupce v trubici. Reproduktor připojíme přes zesilovač na tónový generátor.
- 2) Pro zvolený kmitočet f hledáme polohy pístu tak, aby v trubici vzniklo stojaté vlnění složením zvukové vlny z reproduktoru s vlnou odraženou od pístu (korková drť vytvoří výrazné obrazce a je vidět chvění drti v kmitných). Z práškových obrazců změříme postupnou metodou vzdálenosti jednotlivých kmiten a zapíšeme do tabulky.
- 3) Měření opakujeme pro 10 různých frekvencí. Rychlost zvuku vypočteme ze vztahu $\lambda = \frac{v}{f}$.
- 4) Z naměřených hodnot vypočteme aritmetický průměr a chybu měření rychlosti zvuku danou metodou.
- 5) Pro měření závislosti rychlosti zvuku na teplotě použijeme Kundtovu trubici, kterou opatříme skleněným pláštěm. Prostorem mezi Kundtovou trubicí a pláštěm proudí temperovaná voda z ultratermostatu, která vyhřívá Kundtovu trubici a vzduch uvnitř ní na požadovanou teplotu. Vlastní měření je stejné jako v předchozích bodech.

Poznámky:

- 1) Použitý korkový prášek i Kundtova trubice musí být maximálně suché.
- 2) Použijeme co možná nejmenší množství korkového prášku rovnoměrně rozprostřené v celé Kundtově trubici.
- 3) Určujeme-li rychlost zvuku v jiném plynu, přivedeme ho do Kundtovy trubice a necháme ho pomalu volně proudit od uzavřeného konce trubice.

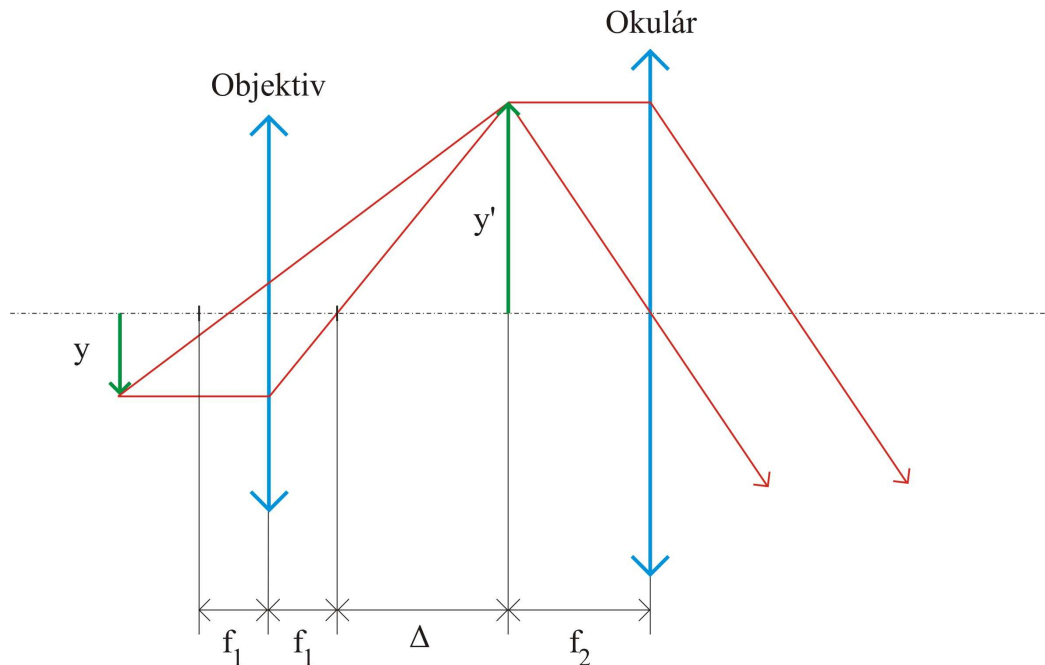
12 Mikroskopická měření

Pomůcky:

Mikroskop s měřicím okulárem, objektivový mikrometr (často nazývaný též jako kalibrovaný etanol), podložní a krycí sklíčko, voda, měřený preparát (například vlas, vlákno, zlomek CD, optická mřížka).

Teorie:

Mikroskop je optický přístroj sloužící k pozorování malých objektů. Pracuje na principu zvětšení zorného úhlu pozorovaného předmětu. Chod paprsků při zobrazování mikroskopem je znázorněn na obrázku 12a.



Obr. 12a: Schéma mikroskopu.

Úhlové zvětšení mikroskopu je definováno jako poměr tangent příslušných zornému úhlu při pozorování mikroskopem a při pozorování předmětu pouhým okem ze vzdálenosti 25 centimetrů. Obraz preparátu se vytváří v ohniskové rovině okuláru a z toho také vychází výpočet příslušného zvětšení. Jestliže pozorovaný předmět má velikost y a vytvořený obraz y' , pak platí

$$y' = -\frac{b}{a} \cdot y \quad (1)$$

Zde a je vzdálenost předmětu od objektivu a b vzdálenost obrazu. Jelikož obraz vzniká v ohniskové rovině okuláru, platí

$$b = f_1 + \Delta, \quad (2)$$

kde f_1 je ohnisková vzdálenost objektivu a Δ vzdálenost vzájemně otočených ohnisek objektivu a okuláru, tzv. optická délka tubusu. Abychom mohli znát skutečnou velikost obrazu y' , potřebujeme určit předmětovou vzdálenost a . Vyjdeme ze zobrazovací rovnice

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f_1} \quad (3)$$

a odtud

$$a = \frac{f_1 \cdot b}{b - f_1}.$$

Po dosazení za b z rovnice (2) dostáváme

$$a = \frac{f_1 \cdot (f_1 + \Delta)}{\Delta}. \quad (4)$$

Pro velikost obrazu y' po sloučení vztahů (1), (2), (3) platí

$$y' = \frac{-(f_1 + \Delta)}{f_1 \cdot (f_1 + \Delta)} \cdot y = y \cdot \frac{-(f_1 + \Delta) \cdot \Delta}{f_1 \cdot (f_1 + \Delta)} = y \cdot \frac{-\Delta}{f_1}. \quad (5)$$

Zorný úhel obrazu sledovaného okem vyjádříme vztahem

$$\varphi_m = \operatorname{tg} \varphi_m = \frac{y'}{f_2} = \frac{-y \cdot \Delta}{f_1 \cdot f_2}. \quad (6)$$

Zorný úhel obrazu sledovaného okem v konvenční zrakové vzdálenosti

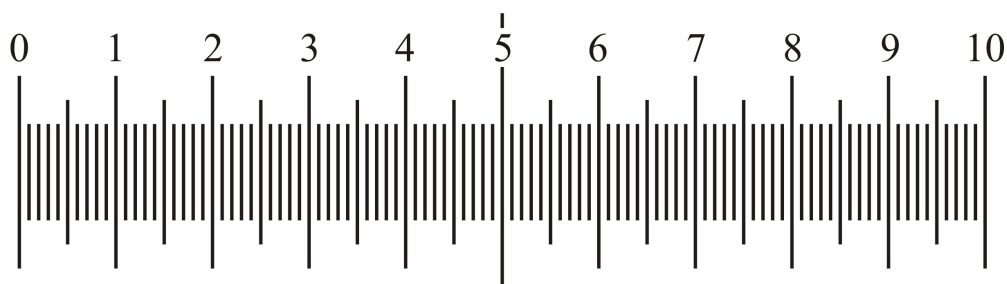
$$\varphi = \operatorname{tg} \varphi = \frac{y}{l}, \quad (7)$$

kde l je konvenční zraková vzdálenost. Zvětšení mikroskopu potom určíme jako poměr zorných úhlů

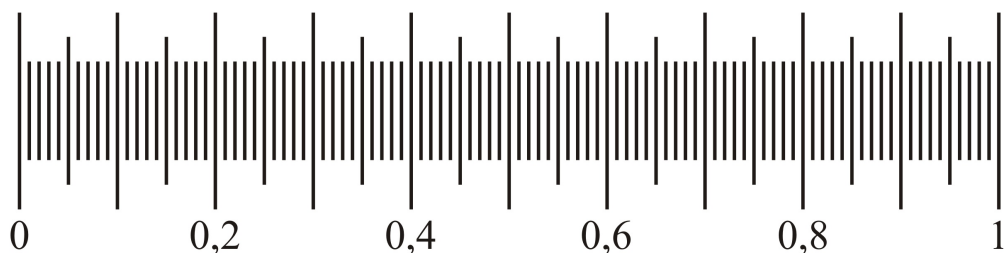
$$z = \frac{\varphi_m}{\varphi} = \frac{\frac{-y \cdot \Delta}{f_1 \cdot f_2}}{\frac{y}{l}} = \frac{-\Delta \cdot l}{f_1 \cdot f_2} = \frac{-\Delta}{f_1} \cdot \frac{l}{f_2}. \quad (8)$$

Zvětšení mikroskopu tedy určíme jako součin zvětšení okuláru a zvětšení objektivu. Zvětšení kvalitních mikroskopů může být až několik tisíc. Existuje také tzv. elektronový mikroskop, v kterém nevytváří obraz světelný paprsek, ale proud elektronů dopadajících na speciální desku, jehož zvětšení může být až 500 000. Zvětšení mikroskopu lze

experimentálně určovat několika způsoby. Většina pokusů je založena na srovnávání dvou různě pozorovaných délkových stupnic. Lze například pozorovat milimetrovou stupnici jedním okem v mikroskopu a druhým ze vzdálenosti 25 cm. Porovnáním počtu pozorovaných dílků lze poměrně jednoduše toto zvětšení určit. Jednodušší a mnohem přesnější metoda určení zvětšení spočívá v porovnání velikosti jednoho dílku mikrometrického objektivu se známou velikostí jednoho dílku měřícího okuláru, tj. provést kalibraci stupnice měřícího okuláru. Máme-li mikroskop osazen měřícím okulárem bez mikrometrického šroubu, provedeme kalibraci zjištěním, kolik dílků na stupnici měřícího okuláru odpovídá celkovému počtu dílků na objektivovém mikrometru (obr. 12b a obr. 12c.).

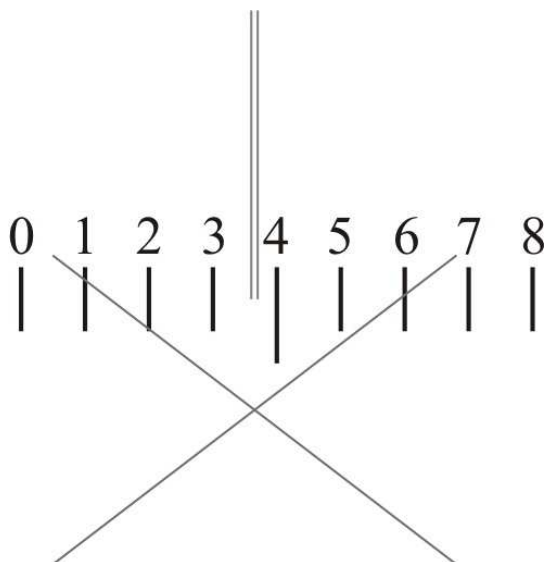


Obrázek 12b: Měřící okulár.



Obrázek 12c: Objektivový mikrometr.

Z tohoto zjištění určíme jaké délce měřeného objektu odpovídá jeden dílek měřícího okuláru. Při určování zvětšení vycházíme z poznatku, že vzdálenost mezi očíslovanými dílky okuláru je 1 cm. Máme-li mikroskop osazen měřícím okulárem s mikrometrickým šroubem provedeme kalibraci zjištěním, kolika dílkům na objektivovém mikrometru odpovídá otočení mikrometrického šroubu o 1 otáčku, tj. posunutí kříže o jeden dílek (obrázky 12d a 12e).



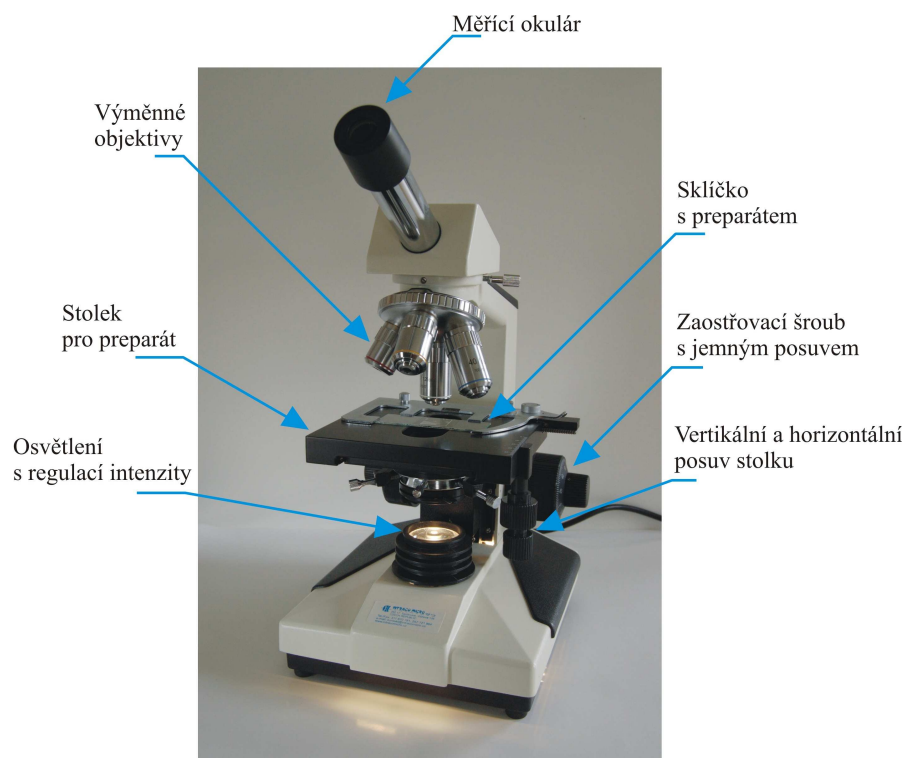
Obrázek 12e: Měřicí okulár s mikrometrickým šroubem.

Z tohoto zjištění určíme, jaké délce odpovídá měřeného objektu odpovídá jeden dílek měřícího okuláru, respektive jeden dílek na mikrometrickém šroubu. Analogicky postupujeme pro různá zvětšení mikroskopu.

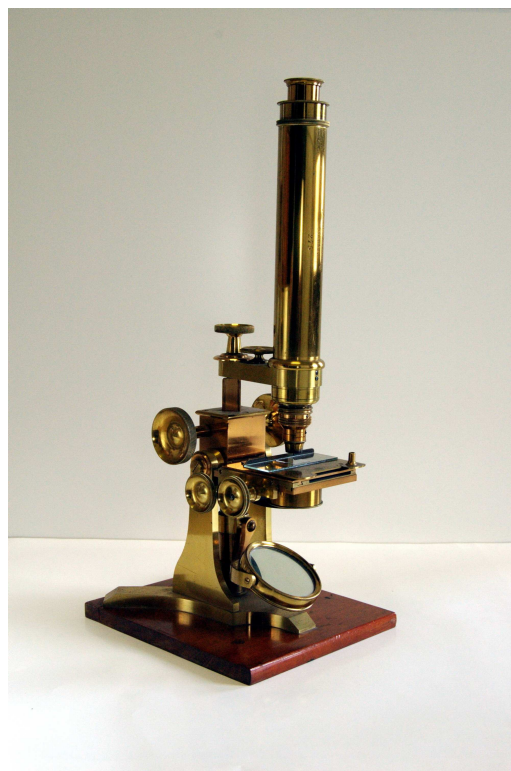
Postup:

a) Určení zvětšení

Mikroskop (viz obrázek č. 12f) nastavíme na nejmenší zvětšení a do držáků na posuvný stolek umístíme objektivový mikrometr. Vyznačený čtverec (uvnitř něhož je stupnice) umístíme pomocí posuvných mikrometrických šroubů přesně na střed osvětlovacího otvoru ve stolku. Reostatem nastavíme optimální osvětlení měřeného objektu. Pomalu otáčíme zaostřovacím šroubem, až uvidíme silnou čáru čtverce. Poté posunujeme objektivovým mikrometrem na stolečku, až se v zorném poli objeví jeho stupnice. Obraz doostříme šroubem jemného posuvu.



Obrázek č.12f: Popis mikroskopu.



Browningův mikroskop z přelomu 19. století. [3]

Zvětšení mikroskopu určíme jako podíl délky měřicího okuláru, která se kryje s určitou délkou objektivového mikrometru. V případě použití okuláru s mikrometrickým šroubem určíme zvětšení mikroskopu jako podíl délky

měřicího okuláru (je určena počtem dílků mikrometrického šroubu), která se kryje s délkou objektivového mikrometru. Při otáčení mikrometrického šroubu musíme před odečítáním všech hodnot otáčet stále ve stejném směru, abychom zabránili tzv. mrtvému chodu šroubu. Takto získané hodnoty porovnáme se zvětšením, které je určeno parametry okuláru a objektivu. Měření provedeme pro různá zvětšení (alespoň dva různé objektivy).

b) Měření velikosti preparátu

Zhotovení mikroskopického preparátu – z vlasu oddělíme délku přibližně 5 mm a položíme příčně do malé kapičky vody na podložním sklíčku. Poté na kapičku s vlasem opatrně položíme krycí sklíčko (pod krycím sklíčkem nesmí vzniknout vzduchová bublina). Analogicky postupujeme při zhotovení preparátu vlasové cibulky lidského vlasu, jiného vlákna, respektive dalších vzorků.

Při zhotovení vzorků, na které nelze přiklopit krycí sklíčko, musíme na podložní sklíčko nanést speciální gel (ten můžeme nahradit bezbarvým lakem na nehty) a měřený vzorek do něho opatrně zatlačíme. Takto můžeme zhotovit například vzorek pro měření velikosti „vrypu“ na kompaktním disku (CD).

Vlastní měření velikosti preparátu vyplývá z kalibrace provedené při určení zvětšení mikroskopu. Určíme počet dílků měřicího okuláru, respektive počet dílků při otáčení mikrometrického šroubu okuláru, který odpovídá velikosti měřeného preparátu a ze zvětšení určeného v předchozí části určíme velikost měřeného preparátu.

Úkol:

- 1) Určete zvětšení mikroskopu
- 2) Určete rozměry pozorovaných preparátů

13 Závěr

V předloženém textu jsou prezentovány návody na řešení jednotlivých úloh v předmětu Fyzikální praktika IV. – kmity, vlnění a optika.

Tato bakalářská práce poslouží jako podklad pro vytvoření www stránky, které by měly studentům MVT oborů na PF JU v Českých Budějovicích posloužit plnohodnotně k přípravě na tato praktika. Cílem bakalářské práce není poskytnout komplexní studijní materiál dané problematiky, ale má sloužit a usnadnit přípravu na daná fyzikální praktika.

V budoucnu je počítáno s tím že budou www stránky rozšířeny o Fyzikální praktika I., II., a IV, což umožní efektivnější přípravu studentů na hodiny jednotlivých praktik.

14 Použité zdroje

1. Vojtěch Stach, Jiří tesař: FYZIKÁLNÍ PRAKTIKUM III., vydání první, Pedagogická fakulta České Budějovice
2. [http://cs.wikipedia.org/wiki/%C4%8Co%C4%8Dka_\(optika\)#Historick.C3.BD_v.C3.BDvoj](http://cs.wikipedia.org/wiki/%C4%8Co%C4%8Dka_(optika)#Historick.C3.BD_v.C3.BDvoj)
3. <http://cs.wikipedia.org/wiki/Dalekohled>
4. http://www.pf.jcu.cz/stru/katedry/fyzika/prof/Tesar/diplomky/obr_dopl_optika/index.htm.
5. Brož, J.: Základy fyzikálních měření. SPN Praha 1983.
6. Kupka, Z.: Fyzikální praktikum z kmitů, vlnění a optiky, Př.F UP Olomouc 1983