

**Slezská univerzita v Opavě
Filozoficko-přírodovědecká fakulta v Opavě**

ZÁKLADY OPTIKY

Distanční studijní opora

RNDr. Hynek Sekanina, Ph.D.

Opava 2008

Obor: Opora je určena pro bakalářské studijní obory v rámci studijního programu Aplikovaná fyzika

Klíčová slova: Optika, paprsková optika, vlnová optika, kvantová optika, kmity a vlnění, odraz a lom světla, disperze světla, interference, ohyb a polarizace světla, optické přístroje.

Anotace: Studijní opora seznámí se základy optiky v rozsahu odpovídajícím bakalářskému studiu (aplikované) fyziky.

Je členěna klasicky – na paprskovou optiku, vlnovou optiku a kvantovou optiku. Rozsah probíraných základů optiky je však omezen jak cílem tohoto kurzu, tak i jeho hodinovou dotací.

© **Autor:**

RNDr. Hynek Sekanina, Ph.D.

Lektoři: Jména lektorů

ISBN

OBSAH

1 NÁPLŇ PŘEDMĚTU A ZKOUŠKA.....	7
2 ÚVOD DO ZÁKLADŮ OPTIKY.....	9
2.1 Elektromagnetické spektrum a optické záření.....	9
2.2 Podstata, dualismus a rychlost světla.....	12
2.2.1 Newtonova (=korpuskulární, částéčková) teorie světla.....	12
2.2.2 Huygensova vlnová (undulační) teorie.....	12
2.2.3 J. C. Maxwell – M. teorie světla.....	13
2.2.4 Fotonová teorie světla (vznikla z objevů Planca a Einsteina).	14
2.2.5 Zkloubená teorie světla.....	15
2.2.6 Rychlost světla ve vakuu (vzduchu).....	15
2.2.7 Rychlost světla v obecném prostředí.....	16
3 GEOMETRICKÁ OPTIKA.....	18
3.1 Fermatův princip.....	18
3.2 Odraz světla.....	19
3.3 Lom světla.....	21
3.4 Rozklad (neboli disperze) světla.....	22
3.5 Typy spekter, spektrální analýza.....	24
3.5.1 Typy spekter.....	26
3.5.2 Spektrální analýza.....	27
3.6 Optické zobrazení (základní pojmy), zobrazení odrazem a lomem.....	29
3.6.1 Zobrazení čočkou ve vzduchu.....	30
3.6.2 Zobrazení kulovým zrcadlem.....	33
3.6.3 Optické přístroje.....	33
4 VLNOVÁ OPTIKA.....	34
4.1 Základní představy a popis.....	34
4.1.1 Rovnice EM vln (světla) ? - upřesnit nadpis.....	34
4.2 Polarizace světla.....	34
4.2.1 Fresnelovy vzorce.....	34
4.2.2 Odraznost a propustnost světla na dielektriku.....	35
4.2.3 Způsoby polarizace světla.....	35
4.2.4 Rotační polarizace.....	43
4.3 Interference světla.....	46
4.3.1 Skládání (superpozice) světla.....	46
4.3.2 Pozorovatelná interference světla.....	49
4.3.3 Koherentní zdroje světla.....	50
4.3.4 Youngův pokus - interference světla dvou zdrojů.....	54
4.3.5 Metody získání koherentních zdrojů světla.....	57
4.3.6 Interference světla od dvou koherentních zdrojů.....	59
4.3.7 Interference světla na planparalelní vrstvě.....	62
4.3.8 Newtonovy a Heidingerovy proužky (kroužky).....	66
4.3.9 Interferometry.....	70
4.3.10 Princip holografie, úvod do holografie.....	73
4.4 Ohyb světla.....	75
4.4.1 Fraunhoferův ohyb na šterbině.....	77
4.4.2 Fraunhoferův ohyb na kruhovém otvoru.....	83
4.4.3 Omezená rozlišovací schopnost zobrazení - důsledek ohybu.....	86

4.4.4 Fraunhoferův ohyb na optické mřížce.....	86
5 KVANTOVÁ OPTIKA.....	87
6 FOTOMETRIE.....	88

ÚVODEM

Opora je určena pro bakalářské studijní obory v rámci studijního programu Aplikovaná fyzika.



RYCHLÝ NÁHLED STUDIJNÍ OPORY

Studijní opora seznámí se základy optiky v rozsahu odpovídajícím bakalářskému studiu (aplikované) fyziky.

Je členěna klasicky – na paprskovou optiku, vlnovou optiku a kvantovou optiku. Rozsah probíraných základů optiky je však omezen jak cílem tohoto kurzu, tak i jeho hodinovou dotací.

1 NÁPLŇ PŘEDMĚTU A ZKOUŠKA

RYCHLÝ NÁHLED KAPITOLY



Cílem této kapitoly je informovat o náplni studia Základů optiky, studijní literatuře a požadavcích ke zkoušce z předmětu.

CÍLE KAPITOLY



Po prostudování této kapitoly budete znát:

- náplň studia Základů optiky,
- vhodnou studijní literaturu,
- požadavky ke zkoušce z tohoto předmětu.

KLÍČOVÁ SLOVA KAPITOLY



Obsah studia, požadavky ke zkoušce.

Předmět "Základy optiky" je součástí základního kurzu fyziky pro bakalářské fyzikální studijní obory.

Náplň (předmět nebo také obsah) **studia** Základů optiky je následující:

1. Úvod do optiky, záření
2. Vývoj názorů na podstatu světla, dualismus světla, rychlost světla
3. Geometrická optika 1 – Fermatův princip, odraz a lom světla
4. Geometrická optika 2 – rozklad světla, typy spekter, spektrální analýza
5. Geometrická optika 3 – optické zobrazení (základní pojmy), zobrazení odrazem a lomem
6. Geometrická optika 4 – optické přístroje
7. Fotometrie
8. Vlnová optika 1 – monochromatické a polychromatické světlo, koherence
9. Vlnová optika 2 - interference světla
10. Vlnová optika 3 – ohyb světla
11. Vlnová optika 4 – ohyb a rozlišovací schopnost optických přístrojů
12. Vlnová optika 5 – polarizace světla, Fresnelovy vzorce, polarizace odrazem a lomem
13. Vlnová optika 6 – polarizace světla dvojlomem, rotační polarizace
14. Průchod světla prostředím, spektroskopie

15. Teplotní a rentgenové záření – teplotní záření látek a černého tělesa
16. Teplotní a rentgenové záření – světelné zdroje
17. Kvantová optika – fotony, Plancova hypotéza
18. Kvantová optika – fotoelektrický jev, de Broglieho vlny
19. Elektronová a iontová optika – elektronový a iontový mikroskop



ODBORNÁ LITERATURA

- [1] Horák Z., Krupka F.: Fyzika, SNTL Praha, 1976 (řada vydání v různých letech)
- [2] Saleh B. E. A., Teich M. C.; Základy fotoniky; 1994 - Svazek 1–4 Matfyzpress, Praha
- [3] Pospíšil J.; Základy optiky I, II; 1983 - UP, Olomouc
- [4] Štrba A.; Všeobecná fyzika – Optika; 1979 - ALFA, Bratislava, a SNTL, Praha
- [5] Born M., Volf E.; Osnovy optiky; 1970 - Nauka, Moskva
- [6] Born M., Wolf E.; Principles of Optics; 1964 - Pergamon Press, Oxford
- [7] Fuka J., Havelka B.; Optika; 1961 - SPN, Praha
- [8] <http://cs.wikipedia.org/wiki/Fotometrie>

Zkouška ze Základů optiky – forma a požadavky:

Požadavky na zkoušku jsou totožné s výše uvedenou náplní studia. Zkouška sestává ze dvou částí – z části písemné, která je hlavní částí zkoušky, a z části ústní, která následuje tentýž den po opravě písemky.

V písemné části student odpoví na položené teoretické otázky a vyřeší 2 – 4 úlohy (příklady).

Ústní slouží k prodiskutování písemky a případně doplňkovým otázkám.



SHRNUTÍ KAPITOLY

Kapitola seznámila s náplní studia Základů optiky, studijní literaturou a požadavky ke zkoušce.

2 ÚVOD DO ZÁKLADŮ OPTIKY

Optika – část fyziky („fysis“ – příroda), která se zabývá světlem (chceme-li být přesnější tak optickým zářením, jehož podmnožinou je i světlo – viz následující podkapitola), jeho podstatou, vlastnostmi, šířením a interakcí s látkou. Jinak řečeno optika je věda, která studuje původ a zákonitosti optických jevů, děje vzájemného působení světla a látky a zabývá se i detekcí světla.

Následující podkapitola je věnována přehledu celého elektromagnetického spektra, jehož součástí je i optické a tedy i světelné vlnění.

2.1 Elektromagnetické spektrum a optické záření

Položíme-li si otázku, jaká je podstata světla, čili co je to vlastně světlo, může odpověď vypadat vyhybavě: světlo je elektromagnetické vlnění a současně i proud částic, což znamená, že světlo má vlastnosti vlnění i vlastnosti odpovídající pohybu jednotlivých izolovaných částic (např. kuliček) čili korpuskulí. Více o podstatě světla v následující kapitole, nyní se v přehledu seznámíme s členěním celého v přírodě se vyskytujícího spektra elektromagnetických vln.

ÚKOL K ZAMYŠLENÍ 1

Vzpomenete si z předchozích kurzů fyziky, co je vlnění, jaký je princip šíření vlnění a jak se vzájemně liší vlnění mechanické a elektromagnetické?



Každé vlnění můžeme charakterizovat jeho vlnovou délkou, frekvencí a v případě postupného vlnění také rychlostí šíření. V tabulce, která následuje, vidíme, jak celé existující spektrum elektromagnetických vln třídí dle rostoucí frekvence ν (čili dle klesající vlnové délky λ) [1]:

ν (Hz)	λ (m)	vlnový obor		
10^4	10^4			Elektro- magnetické vlny (v užším smyslu)
10^5	10^3	1 až 15 km	dlouhé	
10^6	10^2	200 až 700 m	střední	
10^7	10^1	2 až 100 m	krátké, velmi krátké	
10^8	10^0			
10^9	10^{-1}	0,1 až 2 m	Hertzovy vlny	
10^{10}	10^{-2}			
10^{11}	10^{-3}	1 až 100 mm	Mikrovlny	
10^{12}	10^{-4}			
10^{13}	10^{-5}	10 až 1 000 μm	Infračervené záření (tepelné sálání)	
10^{14}	10^{-6}	0,75 až 10 μm	Infračervené	světlo
10^{15}	10^{-7}	0,35 až 0,75 μm	Viditelné	
10^{16}	10^{-8}	0,35 až 0,014 μm	Ultrafialové	
10^{17}	10^{-9}	1 až 100 nm	Měkké záření X	Záření X
10^{18}	10^{-10}		Tvrdé záření X	
10^{19}	10^{-11}	0,01 až 1 nm	Měkké záření γ	Záření γ
10^{20}	10^{-12}	0,000 1 až 0,01 nm	Tvrdé záření γ	
10^{21}	10^{-13}			→ Zánikové záření
10^{22}	10^{-14}			
10^{23}	10^{-15}		Penetrantní záření (ultragama)	Elektromagnetická složka kosmického záření

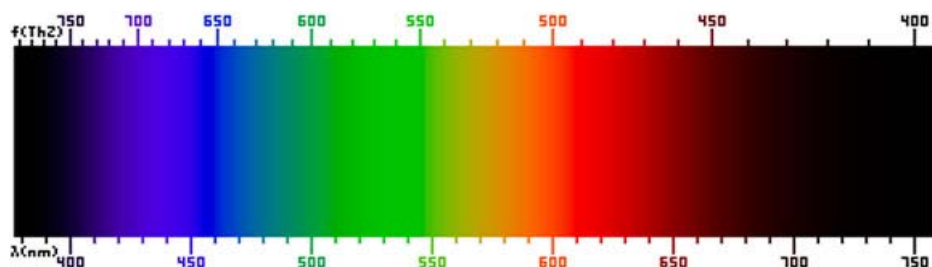
Tabulka nám dává dobrou představu o vlnových délkách (respektive frekvencích) z běžného života známých druhů záření (tj. rozsahů elektromagnetických vln) – vidíme např.,

že rozhlasové vlny mají ve vzduchu vlnové délky řádově desítky a stovky metrů a frekvence řádově miliony až stamiliony hertzů (Hz).

Nás však především zajímá optické záření, kterým se zabývá optika - optickým zářením rozumíme infračervené, viditelné a ultrafialové záření. Vidíme tedy, že viditelné světlo, kterým rozumíme záření, které v nás vyvolává zrakový vjem, má podle naší tabulky ve vzduchu (a také ve vakuu) vlnovou délku $0,35\ \mu\text{m}$ až $0,75\ \mu\text{m}$, tj. 350 až 750 nm (nanometrů). Protože statistika zjistila, že co člověk to poněkud odlišný interval záření vnímaného jako světlo, můžeme v literatuře najít i mírně odlišné vymezení intervalu záření odpovídajícího světlu – např. interval 400 nm - 800 nm, čemuž odpovídá interval frekvencí $3,75 \cdot 10^{14}$ Hz pro červenou barvu ve vzduchu - $7 \cdot 10^{14}$ Hz pro fialovou barvu ve vzduchu.

Různé frekvence totiž vnímáme jako různé barvy:

Obrázek 2-1: Barvy viditelného světla dle Wikipedie.

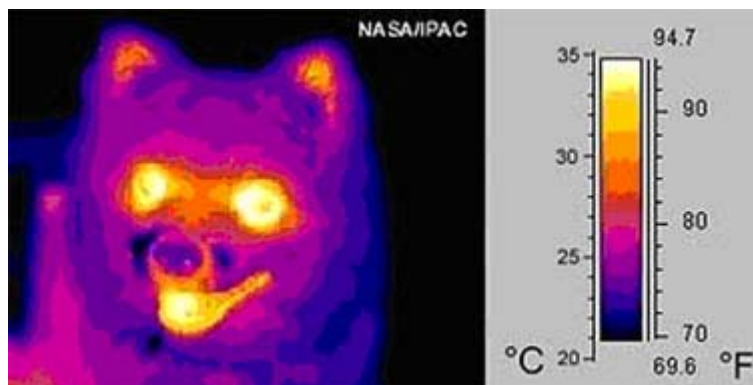


Ultrafialové světlo (objeveno r. 1801, zkráceně UV záření z angličtiny – ultraviolet) má kratší vlnovou délku než viditelné světlo, navazuje tedy na fialovou část spektra viditelného světla a nakonec přechází v navazující Röntgenovo záření [viz tabulka výše]. I když je toto záření pro člověka neviditelné, existují živočichové, kteří je vnímají. Přírodním zdrojem UV záření je Slunce, umělým mnohé výbojky.

Infračervené světlo (zkráceně IR záření, z angličtiny - infrared) má delší vlnovou délku než viditelné světlo, navazuje tedy na červenou část spektra viditelného světla a postupně přechází v tepelné záření – sálání, které pocítujeme jako teplo vyzařované do okolí např. horkými kamny či radiátory.

I když je IR světlo pro člověka samozřejmě neviditelné, existují detektory, které je registrují a mohou vytvořit obraz předmětu (v optice se zobrazovaný objekt - ať již živý či neživý - nazývá předmětem) v infračerveném světle, tj. obraz předmětu vytvořený IR světlem (takový obraz bychom viděli, kdybychom místo viditelného světla vnímali světlo infračervené, my však samozřejmě vnímáme obraz vytvořený viditelným světlem). Protože např. živočichové bývají teplejší než okolí, je možno je i v noci vidět právě v infračerveném světle užitím vhodného infrapřístroje:

Obrázek 2-2: Obráz psa v IR světle z Wikipedie.



Obecně platí - a je to z logiky věci samozřejmou skutečností, že v principu můžeme vytvořit obraz předmětu v záření libovolné vlnové délky (např. tedy rentgenový či mikrovlnný obraz), je jen otázkou, zda je to v konkrétním případě smysluplné, užitečné, možné či pro předmět (zejména živý objekt) bezpečné.

2.2 Podstata, dualismus a rychlost světla

2.2.1 Newtonova (=korpuskulární, částeczková) teorie světla

Jde o teorii Isaaca Newtona (rok 1705), který je pokládán za největšího fyzika své doby. Světlo je v Newtonově teorii pokládáno za proud částeczek produkovaných zdrojem světla. Odraz, lom se vysvětlují dle mechanických zákonů, rozklad nestejnou hmotností částeczek pro různé barvy.

Z teorie plyne, že rychlost světla v prostředí je větší než ve vakuu – po změření rychlosti světla zásadní nedostatek.

2.2.2 Huygensova vlnová (undulační) teorie

Světlo je vlnění s obdobnými vlastnostmi jako má mechanické vlnění – kmity částic zdroje se přenášejí na nehmotné nevažitelné prostředí – tzv. éter – nosné prostředí pro vlny. Protože rychlost světla je velká, vycházel éter velmi tuhý, musel by bránit pohybu těles, to je rozpor.

Navrch měla Newtonova teorie – N. Einstein své doby.

Ke změně došlo, když v letech 1849 - 1850 Foucault změřil rychlost světla ve vodě a ve vzduchu – rychlost ve vodě byla menší než ve vzduchu, což je krach Newt. teorie. Navrch H. teorie zvláště když Thomas Young provedl experimenty s interferencí světla a Fresnel prokázal ohyb světla – tedy pokusy, které prokázaly, že světlo interferuje a ohýbá se, což jsou jevy vysvětlitelné jen vlnovou povahou světla, tj. F. a Y. dokázali, že světlo má vlnovou povahu, neboť interferuje a láme se. Stále ale vadí éter, bez kterého tehdejší věda nedokázala vysvětlit princip šíření světla.

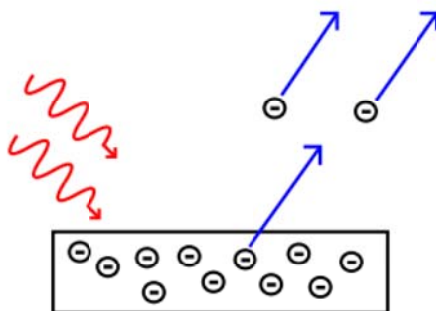
2.2.3 J. C. Maxwell – M. teorie světla

V roce 1865 americký fyzik James Clarc Maxwell přišel s teorií, že světlo je příčné elektromagnetické (dále EM) postupné vlnění, tím není pro šíření světla zapotřebí éteru, jelikož elektromagnetické vlnění se šíří na základě elektromagnetických vazeb a nikoli vazeb mechanických. Elektromagnetické vlnění se z principu dokonce nejlépe šíří ve vakuu (v němž žádné částice nejsou), z čehož vyplývá, že ke svému šíření žádné nosné prostředí nepotřebuje – není tedy zapotřebí ani tzv. éteru.

Zhruba do r. 1900 úplně stačilo, že světlo je příčné EM vlnění, o žádných dalších rysech povahy světla nebylo zapotřebí uvažovat, jelikož představa, že světlo je příčné EM vlnění umožňovala beze zbytku vysvětlit všechny jevy, které se světla týkaly.

Problémy se objevily po objevu fotoelektrického jevu - fotoefekt (jak se zkráceně fotoelektrický jev také nazývá) byl objeven v r. 1888 (někde se uvádí i 1887) ruským fyzikem Stoletovem a Němcem Hertzem. Fotoefekt [viz následující obr.] stručně řečeno spočívá v tom, že ze záporně nabitých kovových destiček se po absorpci světla (obecně i jiného EM záření) mohou uvolňovat elektrony, což se projeví tak, že destička ztrácí svůj záporný elektrický náboj. Uvolněným elektronům se v tomto kontextu říká fotoelektrony.

Obrázek 2-3: Princip fotoefektu dle www.nationmaster.com



V obrázku je červeně vyznačeno světlo dopadající na záporně nabitou kovovou destičku, modře pak z destičky emitované elektrony.

Pro vznik emitovaných elektronů platí 3 zákonitosti:

1. Počet fotoelektronů je přímo úměrný intenzitě dopadajícího záření (světla).
2. Rychlost emitovaných elektronů závisí jen na frekvenci (tj. vlnové délce) dopadajícího záření a vůbec nezávisí na intenzitě záření.
3. Existuje tzv. mezní frekvence (vlnová délka) dopadajícího záření a platí, že pokud má dopadající záření frekvenci rovnu nebo vyšší než je mezní frekvence, pak k fotoemisi dochází, avšak pokud je frekvence dopadajícího záření nižší než je mezní frekvence, pak ani při sebevětší intenzitě dopadajícího světla žádný fotoelektron nevznikne.

A v čem je nyní problém? Z Maxwellovy představy, že světlo je příčné elektromagnetické vlnění, můžeme vysvětlit 1. zákonitost fotoefektu, avšak nikoli druhou a třetí.



OTÁZKY

Proč užitím Maxwellovy teorie, která říká, že světlo je příčné EM vlnění, jehož energie se spojitě šíří prostorem, nejsme schopni vysvětlit 2. a 3. zákonitost fotoefektu?

r. 1900 Max Planck na to řekl svou převratnou hypotézu:

Emise ani absorpce světla nejsou spojitě – kvantová hypotéza (s tím se dosud nepočítalo, nikdo takto neuvažoval), ale probíhají po skocích, kvantech (ted' ano, ted' ne)

r. 1905 Albert Einstein hypotézu rozšířil i na šíření záření (světla), kvanta nazval fotony – foton kvantum energie.

- Planckův zákon pro záření černého tělesa a Einstein pak rovnici fotoel. jevu

2.2.4 Fotonová teorie světla (vznikla z objevů Plancka a Einsteina).

Druhou a třetí zákonitost fotoefektu nebylo a není možné vysvětlit při představě, že světlo je čistě EM vlnění, jehož energie se šíří spojitě. Situaci řeší slavná kvantová hypotéza, tj. pohled na záření, se kterým v r. 1900 přišel slavný německý fyzik Max Planck.

Planck říká: Emise ani absorpce světla nejsou spojitě, ale probíhají po skocích, po kvantech.



OTÁZKY

Planckova hypotéza je revoluční myšlenkou - v čem přesně?

V roce 1905 rozšířil A. Einstein Planckovu hypotézu i na šíření záření - záření se nešíří spojitě, ale po kvantech. Kvantum záření nazval fotonem.

Fotonová teorie světla: světlo je proudem fotonů, fotony však nechápeme mechanisticky, ale kromě impulsu a energie jim přiřazujeme také vlnovou délku λ a frekvenci ν , tj. vlnové vlastnosti.

Pro energii E jednoho fotonu záření (světla) platí vztah:

$$E = h \nu, \quad (2-1)$$

kde $h = 6,625 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ je Planckova konstanta (Planck ji zavedl v r. 1899) a ν frekvence fotonu (záření).

Užitím kvantových představ o šíření a absorpci světla A. Einstein v r. 1905 beze zbytku vysvětlil fotoelektrický jev, za vysvětlení fotoefektu pak obdržel Nobelovu cenu za fyziku v r. 1921.

Základní vlastnosti fotonu:

1. Foton se vždy pohybuje rychlostí světla c .
2. Foton v klidu tedy neexistuje, klidová hmotnost fotonu je tedy nulová, v pohybu nenulová.
3. Energie fotonu je $E = h\nu$, kde h je Planckova konstanta (viz výše).

4. Foton je bez elektrického náboje (tj. má nulový el. náboj).
5. Spin (vlastní rotace fotonu) je celočíselný – pro foton platí Boze-Einsteinova statistika, což znamená, že foton patří mezi bozony.

2.2.5 Zkloubená teorie světla

Světlo má dvojakou povahu (vykazuje vlastnosti dvojího druhu): vlnovou i částicovou, u některých jevů vystupuje do popředí vlnová povaha světla, u jiných částicová.

Typickými vlnovými vlastnostmi jsou: interference, ohyb, polarizace. Částicová (tj. kvantová) povaha záření (světla) vystupuje do popředí při interakci záření (světla) s látkou - tedy při absorpci, emisi záření, u fotoelektrického jevu, Comptonově jevu (rozptyl světla na elektronech, při němž se světluje vlnová délka záření), Čerenkovově záření apod. Právě popsání dvojí povaze světla říkáme **dualismus** světla.

Záření je jednou z forem hmoty - proč by však záření (jakožto jedna z forem hmoty) měla vykazovat dualismus a látka (jakožto druhá forma hmoty) nikoli? Lui de Broglie dospěl v r. 1924 k názoru, že světlo nemůže mít výjimečné vlastnosti a že i látka má dualistickou povahu, že jí tedy kromě hmotnosti (obvyklá charakteristika látky) můžeme přiřadit také vlnění - tomuto vlnění říkáme **de Broglieho vlnění** o vlnové délce λ dané de Broglieho vztahem:

$$\lambda = \frac{h}{mv}, \quad (2-2)$$

kde h je Plancova konstanta, m je hmotnost tělesa a v jeho rychlost, součin ve jmenovateli je tedy roven hybnosti p tělesa.

Vlnovou povahu částic se podařilo experimentálně prokázat v r. 1927, když američané Davis, Thomson pozorovali typicky vlnové chování elektronů, neutronů, protonů, tedy částic s nenulovou klidovou hmotností. Dá se předpokládat, že de Broglieho vlnění lze přiřadit libovolné částici, avšak pozor - de Broglieho vlnění není vlněním elektromagnetickým.

2.2.6 Rychlost světla ve vakuu (vzduchu)

Budeme se zabývat fázovou rychlostí světla, což je rychlost šíření vlnoplochy světla (viz dále Huygensův princip šíření vlnění). Rychlost světla můžeme měřit metodami přímými (tj. přímo z definice rychlosti) nebo nepřímými.

O změření rychlosti světla se pokoušel např. Galileo Galilei v r. 1607, a to změřením doby, za kterou světelný paprsek urazí vzdálenost mezi dvěma kopci. Tehdy se ještě ani nepodařilo rozhodnout, zda je rychlost světla vůbec rychlostí konečnou.

První vědeckou přímou metodou měření rychlosti světla byla metoda dánského astronoma Roemera v r. 1675. Roemerova metoda byla metodou astronomickou, protože rychlost světla měřil z astronomických pozorování, konkrétně z doby dvou po sobě následujících zatmění měsíčku Io planety Jupiter. Výhodné je, že rovina dráhy měsíčku Io kolem Jupitera je stejná jako rovina oběžné dráhy Jupitera kolem Slunce. Po jednoduchém výpočtu Roemer dospěl k

rychlosti světla $c = 215000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. Roemerovo měření přineslo zjištění, že rychlost světla je konečná a orientačně byla stanovena velikost rychlosti.

První úspěšná pozemská měření rychlosti světla provedl francouzský fyzik Fizeau v r. 1849 užitím rotujícího ozubeného kola. Během experimentu se nastavila taková stálá frekvence otáčení kola, aby světlo vždy prošlo od zdroje mezi neprůhledným zuby kotouče směrem k zrcadlu umístěnému ve vzdálenosti asi 30 km a po odraze na zrcadle se světlo po stejné dráze vydalo zpět, avšak vzhledem k tomu, že kotouč se pootočil, světlo dopadlo na neprůhledný zub sousedící s mezerou, kterou světlo prošlo k zrcadlu. Pozorovatel tedy světlo přicházející od zrcadla neviděl. Jednoduchým výpočtem byla zjištěna rychlost světla $c = (315300 \pm 500) \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$.

Fizeauovu metodu zdokonalil Michelson spolu se svými žáky, místo rotujícího kotouče použil rotující víceboký hranol. Měřením dospěl obdobným výsledkům jako Fizeau.

Rychlost světla byla měřena mnoha dalšími metodami - např. Foucaltova metoda rotujícího zrcadla z r. 1868 atd. Nejlepší přímou metodou měření rychlosti světla byla Froomova metoda mikrovlnného interferometru v letech 1952 - 1958, kterou byla stanovena rychlost světla $c = (299792,5 \pm 0,1) \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$.

Všechny zde uvedené i neuvedené výsledky měření rychlosti světla zhodnotil švédský fyzik Bergstrand v r. 1957 a dospěl k názoru, že rychlost světla je $c = (299793,0 \pm 0,3) \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$.

Současná (od roku 1983) tabulková hodnota rychlosti světla ve vakuu pak činí $c = 299792,458 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ přesně, chyba není uvedena již např. proto, že užitím rychlosti světla je v současnosti definována jednotka délky metr.

2.2.7 Rychlost světla v obecném prostředí

Rychlost světla ve vakuu $c = 299792,458 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ je mezní rychlostí ve vesmíru, je to tedy nejvyšší možná rychlost šíření energie prostorem. Ve vakuu (přibližně ve vzduchu) se světlo touto rychlostí šíří všemi možnými směry (což jinak řečeno znamená, že z hlediska rychlosti šíření světla je vakuum prostředím izotropním), tuto rychlost má světlo v každém bodě vakuu (z hlediska rychlosti světla je vakuum prostředím homogenním) a tuto rychlost má ve vakuu elektromagnetické záření (tedy i světlo) libovolné vlnové délky - jinými slovy rychlost světla ve vakuu je pro všechny barvy světla stejná čili vakuum je prostředím nedisperzním.

V obecném prostředí to s rychlostí světla není zdaleka tak jednoduché, můžeme stručně shrnout:

1. rychlost šíření světla v je v každém jiném prostředí (než je vakuum) nižší než ve vakuu. Je-li v rychlost šíření světla v daném prostředí a c je rychlost světla ve vakuu, pak se vztahem



DEFINICE 2-1

$$n = \frac{c}{v}$$

(2-3)

zavádí index lomu n jakožto důležitá charakteristika (zejména optických) vlastností každého prostředí.

2. z hlediska rychlosti světla je obecné prostředí nehomogenní, anizotropní a disperzní.

ÚKOL K ZAMYŠLENÍ 2



Vysvětlete, co znamená, že obecné prostředí je z hlediska rychlosti světla prostředím nehomogenním, anizotropním a disperzním.

3 GEOMETRICKÁ OPTIKA

3.1 Fermatův princip

Fermatův princip (Pier Fermat r. 1679) je obecným principem geometrické optiky. Tento princip zní:

DEFINICE 3-1 (FERMATŮV PRINCIP)

Světlo se šíří z jednoho bodu prostoru do druhého po takové dráze, že doba potřebná k proběhnutí této dráhy je extrémní, tj. kratší nebo delší než kterákoli ze sousedních (tj. jiných) drah, nebo je stacionární.

Fermatův princip můžeme formulovat také pomocí tzv. **optické dráhy** paprsku. Je-li s geometrická dráha paprsku, n index lomu prostředí, kterým světlo prochází, je optická dráha l paprsku definována takto:

$$l = n \cdot s \quad (3-1)$$

Výhodou optické dráhy paprsku je to, že ji nemusíme přepočítávat na index lomu. Z definice indexu lomu n totiž např. vyplývá, že při přechodu světla např. z vakua do prostředí s indexem lomu n se vlnová délka světla změní z hodnoty λ_o ve vakuu na vlnovou délku λ dle vztahu:

$$\lambda = \frac{\lambda_o}{n} \quad (3-2)$$

Ze vztahu (3-2) vyplývá, že za jednu časovou periodu světlo urazí ve vakuu vzdálenost λ_o , která je větší než vzdálenost λ , kterou světlo za tutéž časovou periodu urazí v prostředí s indexem lomu n . Znamená to, že velikost geometrické dráhy (za tutéž dobu) světla závisí na prostředí, kterým se světlo šíří.

Spočteme-li pro tentýž případ optické dráhy světla:

- pro vakuum: $l_o = 1 \cdot \lambda_o$,

- pro prostředí s indexem lomu n : $l = n \cdot \lambda = \frac{n \cdot \lambda_o}{n} = \lambda_o = l_o$,

vidíme, že jsou v obou případech stejné, tj. nezávislé na prostředí, kterým se světlo šíří.

Pak můžeme Fermatův princip formulovat pomocí optické dráhy takto:

DEFINICE 3-2 (FERMATŮV PRINCIP UŽITÍM OPTICKÉ DRÁHY PAPERKŮ)

Světlo dospěje z jednoho bodu do druhého po nekratší nebo nejdelší optické dráze nebo je optická dráha stacionární.

V následujících dvou podkapitolách nám Fermatův princip poslouží k prostudování odrazu a lomu světla.

3.2 Odraz světla

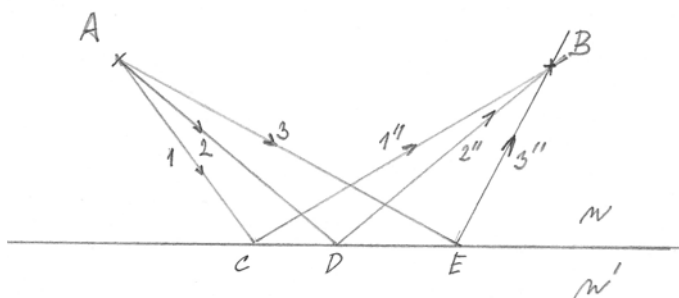
K odrazu světla dochází na rozhraní dvou prostředí s odlišnými indexy lomu, odraz světla jak jej známe z vycházek do přírody je na následujícím obrázku [Wikipedia].

Obrázek 3-1: Odraz v přírodě



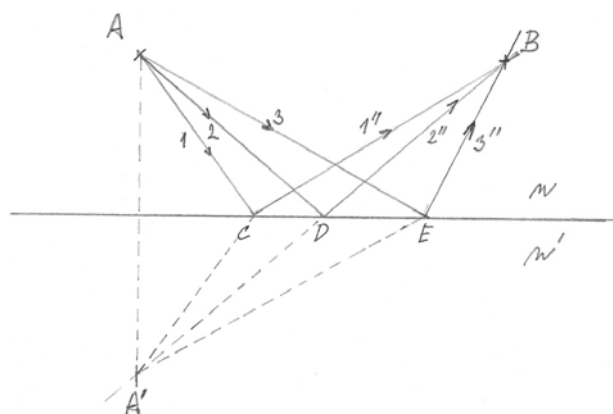
Pro jednoduchost předpokládejme rovinné rozhraní a situaci dle následujícího obrázku:

Obrázek 3-2: K odrazu světla



Paprsek vycházející z bodu A se má odrazem na rovinném rozhraní CDE (dvou prostředí s indexy lomu n , n') dostat do bodu B . Otázka zní: po které z naznačených drah ACB , ADB , AEB (jedna z nich je správně) to bude a proč?

Odpověď nalezneme právě užitím Fermatova principu popisujícího šíření světla prostředím. Vyjdeme-li např. ze znění def. 3-2, je řešením nejkratší z drah ACB , ADB , AEB . K nalezení řešení poslouží následující obrázek:



Obrázek 3-3: Fermatův princip při odrazu světla

Z obrázku 3-3 vidíme, že platí:

$$A'CB < A'DB \wedge A'EB < A'DB, \quad (3-3)$$

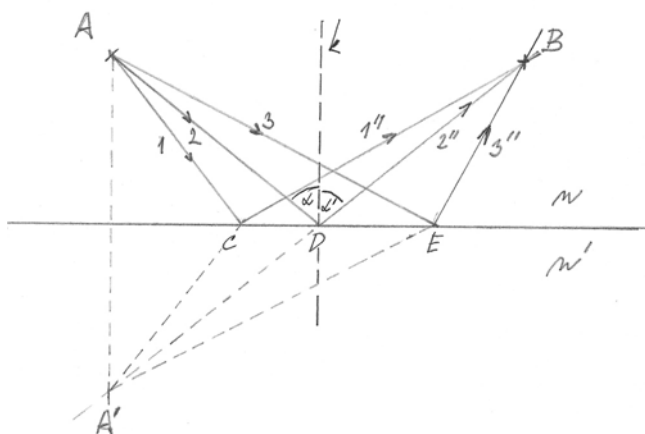
jelikož body A' , D , B jsou zvoleny tak, že leží v jedné přímce. Z rovností $A'C=AC$, $A'D=AD$ a $A'E=AE$ plyne závěr, že

$$ADB < ACB \wedge ADB < AEB, \quad (3-4)$$

což znamená, že dráha ADB je nekratší možná a podle Fermatova principu se světlo z A do B s jedním odrazem na rozhraní dle obr. 3-3 bude šířit právě po dráze ADB . Přikreslíme-li do obr. 3-3 kolmici dopadu k světla na rozhraní a úhel dopadu α (úhel mezi kolmicí dopadu a dopadajícím paprskem 2), pak pro úhel odrazu α' (viz obr. 3-4) bude platit:

Obrázek 3-4: Úhly.

(3-5)



Nyní můžeme formulovat zákon odrazu světla na rozhraní dvou prostředí:

VĚTA 3-1 (ZÁKON ODRAZU SVĚTLA)

1. Paprsek odražený zůstává v rovině dopadu.
2. Úhel odrazu se rovná úhlu dopadu.

POZNÁMKA:

V praxi se setkáváme se zrcadlovým odrazem na dokonale hladkém povrchu a difuzním odrazem na drsném povrchu - viz obr. 3-5:

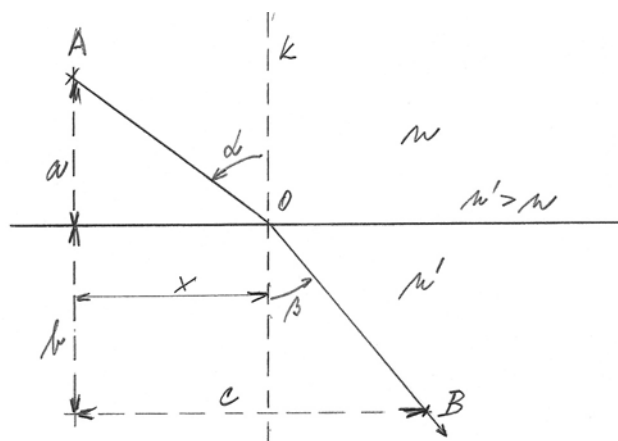
Obrázek 3-5: Vlevo zrcadlový, vpravo difuzní odraz

**3.3 Lom světla**

Obecně platí, že pokud světlo dopadá na překážku, zčásti se od ní odráží (dochází k reflexi světla), zčásti vniká do nového prostředí a při průchodu překážkou dochází k jeho absorpci až nakonec část světla může překážkou projít.

Dopad světla na překážku, tj. na rozhraní dvou prostředí s různými indexy lomu, obvykle ilustrujeme následujícím obrázkem:

Obrázek 3-6: Lom světla



V obrázku 3-6 paprsek z bodu A dopadá na rozhraní dvou prostředí s indexy lomu n , n' pod úhlem α a předpokládejme, že do druhého prostředí vstupuje pod úhlem lomu β . Užitím Fermatova najdeme úhel lomu β .

Čas t potřebný k tomu, aby světlo proběhlo dráhu AOB je roven:

$$t = \frac{AO}{v} + \frac{OB}{v'}, \quad (3-6)$$

kde v (resp. v') je rychlost světla v prostředí s indexem lomu n (resp. n'). Podle Fermatova principu 3-1 najdeme extrem pro čas t určený vztahem 3-6 a nakonec dostaneme:

$$\frac{(\sin \alpha)}{v} = \frac{(\sin \beta)}{v'}, \quad \text{tj.} \quad (3-7)$$

$$n \cdot \sin \alpha = n' \cdot \sin \beta. \quad (3-8)$$



SAMOSTATNÝ ÚKOL 1 (NEBO VE CVIČENÍ)

Proveďte kompletní odvození vztahů 3-7 a 3-8 ze vztahu 3-6 užitím Fermatova principu.

Nyní můžeme formulovat zákon lomu světla na rozhraní dvou prostředí:



VĚTA 3-2 (ZÁKON LOMU SVĚTLA)

1. Paprsek lomený zůstává v rovině dopadu (určené dopadajícím paprskem a kolmicí dopadu).
2. Pro úhel dopadu α a úhel lomu β platí Snelliův zákon lomu daný vztahem 3-7, resp. 3-8.



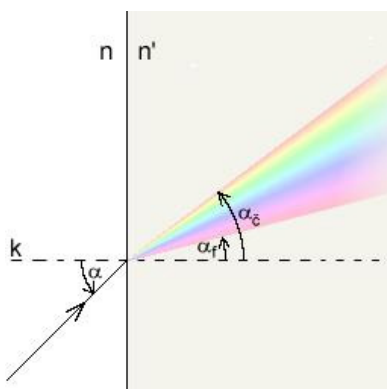
SAMOSTATNÝ ÚKOL 2 (PŘÍPADNĚ OPĚT CVIČENÍ)

Proveďte úplnou diskusi zákona lomu (lom ke kolmici, lom od kolmice, mezní úhel dopadu, úplný odraz).

3.4 Rozklad (neboli disperze) světla

Realizujeme-li lom bílého slunečního světla experimentálně (tj. formou praktického pokusu), můžeme např. při přechodu světla ze vzduchu do skla získat asi takovýto výsledek:

Obrázek 3-7: Rozklad světla lomem



Na obr. 3-7 je vidět, že paprsek bílého světla se lomem rozkládá na spektrum barev, z nichž se (viz obr. 2-1) skládá, jev nazýváme také disperzí světla. Vidíme, že od směru dopadajícího paprsku je nejméně odchýlen lomený paprsek červené barvy a nejvíce paprsek fialové barvy. Aby k rozkladu světla dle obr. 3-7 mohlo dojít, musí být index lomu světla závislý na barvě světla, jinými slovy, index lomu světla např. pro červenou barvu musí být jiný než třeba pro zelenou či žlutou nebo modrou barvu.

Provedeme-li měření indexu lomu n v závislosti na vlnové délce λ (či frekvenci ν) dopadajícího světla, získáme tzv. disperzní křivku pro zvolenou látku.

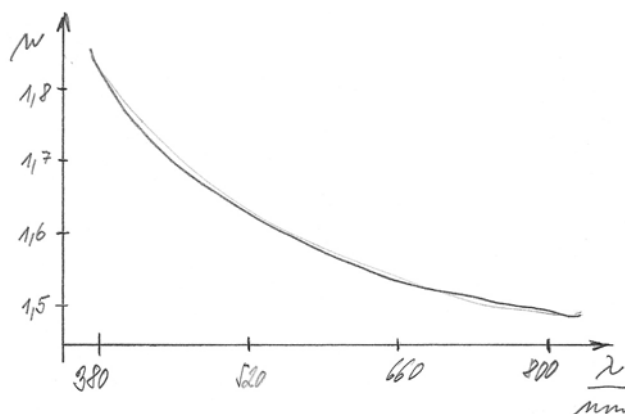
OTÁZKY



Co je disperzní křivka dané látky?

Obvykle (tj. pro naprostou většinu látek) index lomu prostředí s rostoucí vlnovou délkou klesá, což se označuje jako normální disperze (opačný případ by byl anomální disperze). Typická normální disperzní křivka je na obr. 3-8.

Obrázek 3-8: Příklad normální disperze



Z uvedeného vyplývá, že obecně nelze danou látku z hlediska lomu světla charakterizovat jedinou hodnotou indexu lomu - látku z hlediska lomu světla charakterizuje její disperzní křivka, ze které můžeme odečíst hodnoty indexu lomu pro zvolené vlnové délky (resp. frekvence). Disperzní křivku dané látky lze získat jediné experimentálně, tj. tím, že ji naměříme.

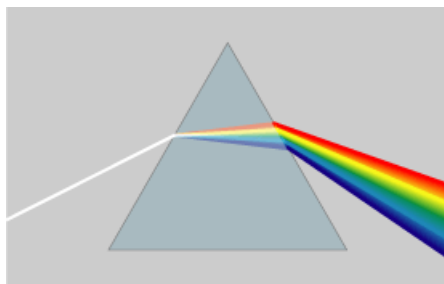
POZNÁMKY:

1. Měřením získanou disperzní křivku dané látky lze následně různými matematickými vztahy aproximovat (tj. přibližně vyjadřovat) - známou aproximací je Cauchyho vzorec nebo Cornuův vztah.

2. Pokud je někdy látka charakterizována jedinou hodnotou n indexu lomu, automaticky se tím rozumí, že se jedná o index lomu pro vlnovou délku $\lambda = 589,3 \text{ nm}$, tj. pro střední sodíkovou spektrální čáru (ve vzduchu žlutá barva).

Zvažme ještě tuto situaci: představme si, že světelný svazek, vzniklý rozkladem světla jedním jediným lomem na rozhraní (obr. 3-7) podrobíme novému lomu na dalším rozhraní - dva lomy světla nastávají např. při průchodu světla hranolem - viz obr. 3-9. Otázka zní: dojde k dalšímu rozkladu světla a objeví se např. nové spektrální barvy světla?

Obrázek 3-9: Průchod světla hranolem



Provedeme-li příslušný experiment, můžeme ověřit, že žádné nové barvy druhý lom již nepřinese, což znamená, že již jediným lomem vzniklé spektrální barvy světla jsou jednoduché a k jejich dalšímu rozkladu již nikdy nedochází - k tomuto závěru před námi dospěl již I. Newton přibližně v r. 1666.

3.5 Typy spekter, spektrální analýza

Světlu o jedné jediné vlnové délce (příkladem je paprsek červeného světla o vlnové délce $632,8 \text{ nm}$) říkáme světlo monochromatické (neboli jednobarevné), světlu, které obsahuje více vlnových délek (např. paprsek bílého slunečního světla obsahuje téměř všechny lidským okem viditelné vlnové délky z intervalu $400 - 800 \text{ nm}$) říkáme světlo polychromatické (neboli složené). Bílé světlo můžeme získat nejen vhodnou kombinací všech monochromatických světél, ale také kombinací dvou barev doplňkových neboli komplementárních. Doplnkovými dvojicemi barev jsou např. barvy: červená-zelená, oranžová-modrá, žlutá-fialová atd. (možných dvojic doplňkových barev je nespočetně mnoho).

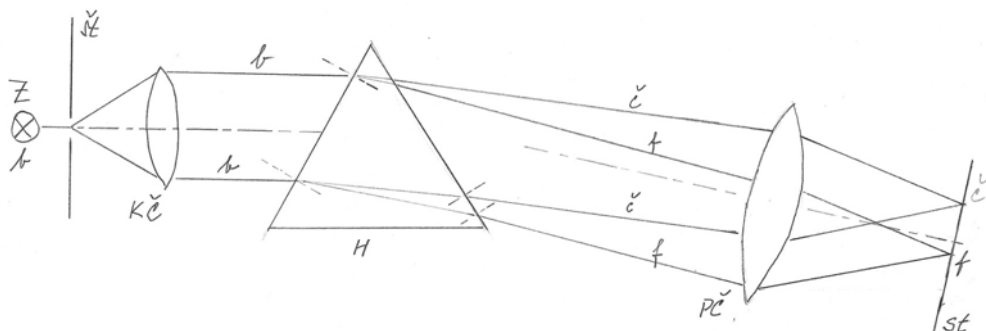
Ze kterých barev se paprsek složeného světla skládá (tj. jaké je jeho spektrální složení) můžeme zjistit v zásadě dvěma způsoby:

1. lomem, získanému spektru pak říkáme hranolové spektrum
2. ohybem světla na překážce, spektru pak říkáme ohybové spektrum.

S oběma uvedenými typy spektra pracují studenti základního kurzu fyziky na FPF SU v Opavě v rámci Laboratorního cvičení ze základů optiky - s hranolovým spektrem v úloze věnované stanovení disperzní křivky skla, s ohybovým spektrem v úloze věnované ohybu světla.

Hranolové spektrum zdroje Z složeného světla můžeme získat v uspořádání dle obrázku 3-10:

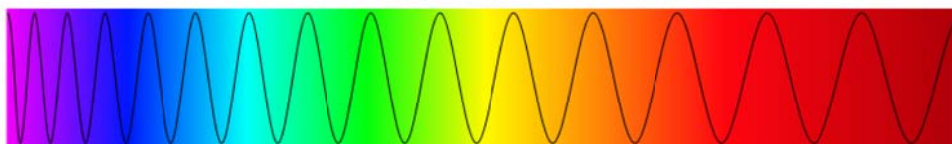
Obrázek 3-10: Rozklad světla hranolem



V obrázku 3-10 je Z zdroj např. bílého světla (b), které prochází štěrbinou $Št$ umístěnou v ohniskové rovině kolimátorové čočky $KČ$ (kolimátorové proto, že paprsky na jejím výstupu jsou vzájemně rovnoběžné). Světlo (předpokládejme, že zatím bílé, tj. lom čočkami je po stránce disperze neovlivnil) dopadá na první lámavou plochu hranolu H a při lomu dochází k jeho rozkladu (disperzi), vyznačeny jsou paprsky červené ($č$) a fialové (f) barvy. Lomem na druhé lámavé ploše hranolu samozřejmě nedojde k dalšímu rozkladu světla, jen se zvýší divergence (rozchod) mezi červeným a fialovým paprskem. Pomocná čočka $PČ$ soustředí rovnoběžné paprsky téže barvy do jednoho bodu (ve skutečnosti proužku kolmého na rovinu obrázku) na stínítku St .

Spektrum na stínítku St charakterizuje zdroj, je spektrem emisním. Dále vidíme, že v hranolovém spektru na stínítku St je v souladu s tím, co již bylo řečeno dříve, odchýleno od původního směru nejméně červené světlo a nejvíce světlo fialové, pořadí barev ve spektru tedy je: červená, oranžová, žlutá, zelená, modrá, indigová a fialová. Pokud je zdroj Z např. intenzivně svítící žárovkou a obsahuje všechny barvy viditelného spektra, pak ve spektru na stínítku St přechází plynule jedna barva v druhou a spektrum vypadá takto:

Obrázek 3-11: Spojité spektrum - vyměnit!!!



Vidíme, že pásy jednotlivých barev spektra mají rozdílnou šířku - nejúžší je pás červeného a nejširší je pás fialového světla.

POZNÁMKA: Až se budeme věnovat ohybu světla, zjistíme, že v ohybovém spojitým spektru (každého nenulového řádu) je od původního směru nejméně odchylena barva fialová a nejvíce barva červená a pásy všech barev mají stejnou šířku.



OTÁZKY

Vysvětlete rozdílnou šířku pásů jednotlivých barev ve spojitým hranolovém spektru.

3.5.1 Typy spekter

Spektra můžeme třídit na:

1. spektra **emisní** - taková spektra charakterizují zdroj světla, který světlo vysílá, emisním spektrem tedy zkoumáme zdroj světla.

To vše je splněno, jestliže světlo od zdroje světla až k místu zobrazení spektra neprochází žádným prostředím, které by je znatelně pozměnilo.

2. spektra **absorpční** - taková spektra charakterizují prostředí, kterým světlo prochází, absorpčním spektrem tedy zkoumáme prostředí mezi zdrojem světla a námi.

Zkoumané prostředí totiž část záření složeného zdroje světla pohltí, a právě z toho, co (např. které spektrální čáry) v získaném absorpčním spektru chybí, usuzujeme na to, které prvky (resp. sloučeniny) zkoumané prostředí obsahuje.

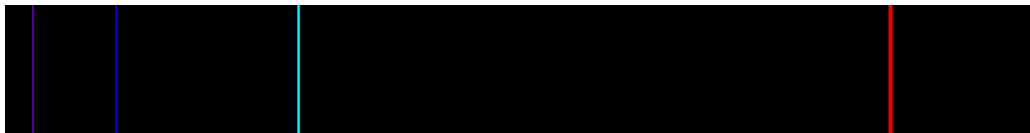
Dále můžeme spektra třídit také podle jejich vzhledu na:

1. **spojité** spektrum - viz obr. 3-11 - barvy plynule přecházejí jedna v druhou, taková spektra vysílají roztavené látky ve skupenství pevném nebo kapaliny, výjimečně plyny při vysokém tlaku. Spojité spektrum je vždy stejné pro všechny látky, které je vysílají (tj. ze spojitého spektra nejsme schopni určit, která látka je vysílá).

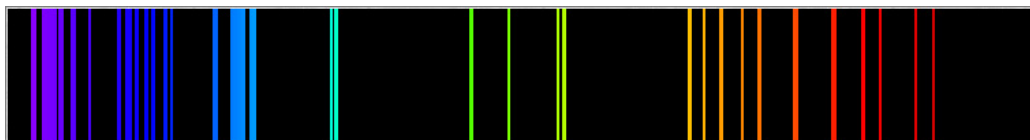
2. **čárová** spektra (někdy také atomová) - tato spektra se skládají z jednotlivých barevných jasných čar, zpravidla velmi ostrých a úzkých a od sebe oddělených tmavými mezerami - viz obr. 3-12:

Obrázek 3-12:

Spektrum vodíku (emisní)



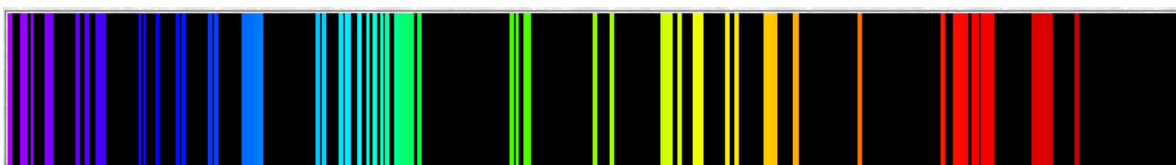
Spektrum uhlíku (emisní)



Vysílají je rozžhavené plyny a páry chemických prvků při tlaku málo odlišném od normálního. Co je však důležité a podstatné - každý prvek má své vlastní jedinečné čárové spektrum.

3. **pásová** spektra (někdy také molekulová) - místo jasných ostrých čar nacházíme širší pruhy, buď neostře ohraničené nebo složené z mnoha jasných čar (obr. 3-13).

Obrázek 3-13: Spektrum dusíku (emisní)



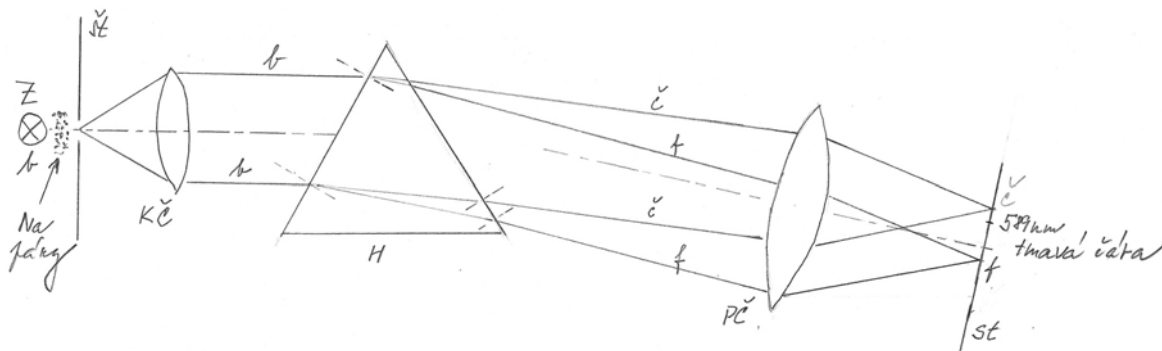
Vyzařují je sloučeniny (např. kysličníky nebo sirníky), které se ani při vysoké teplotě nerozkládají na prvky, z nichž se skládají, a molekuly par prvků.

3.5.2 Spektrální analýza

Absorpční spektra zkoumal Kirchhoff, který proslul mimo jiné svým slavným pokusem obrácení sodíkové čáry:

Kirchhoff nejprve v uspořádání dle obr. 3-10 zobrazil spojitě emisní spektrum zdroje bílého světla. Potom v uspořádání pokusu provedl jedinou změnu - mezi zdroj světla *Z* a štěrbinu *Št* nechal unikat páry sodíku - viz obr. 3-14, a to proto, že emisní spektrum sodíku je známo především výraznou žlutou čarou na vlnové délce 589,3 nm.

Obrázek 3-14: Kirchhoffův pokus obrácení sodíkové čáry



Podívejme se, jaký je výsledek pokusu a k jakým změnám došlo v původně spojitém spektru: zjistíme, že na stínítku je v místě odpovídající vlnové délce $589,3 \text{ nm}$ tmavá čára.

Kirchhoff svým pokusem prokázal, že každý plyn nebo pára pohlcuje z procházejícího záření světlo těch vlnových délek, které sám vysílá, je-li zdrojem záření. V praxi tedy potom platí, že absorpční spektrum je v doplňkových barvách k barvám, které byly pohlceny prostředím.



ÚKOL K ZAMYŠLENÍ 3

Mám žluté sklo. V jaké barvě bude ve tmě zářit, zahřejeme-li je na vysokou teplotu? Zdůvodněte.

Z výše uvedeného vyplývá, že ze spekter můžeme zjistit mnoho o zdrojích světla i prostředí, kterým světlo prochází.

Vlastní **spektrální analýza** je pak založena na větě (formulovali zakladatelé spektrální analýzy - Bunsen a Kirchhoff):



VĚTA 3-3

Každý prvek má za stejných poměrů vždy totéž vlastní charakteristické spektrum, podle něhož může být jednoznačně určen.

Vlastnosti a výhody spektrální analýzy:

1. Vysoká citlivost (přítomnost sodíku prozradí již $3 \cdot 10^{-7} \text{ mg}$ této látky). Např. právě užitím spektrální analýzy se zjistilo, že radioaktivní prvky se rozpadají v prvky jiné.
2. Nezáleží na vzdálenosti od zdroje, což se hodí astrofyzice.
3. Ze vzhledu spektra lze poznat i fyzikální stav látky, z rozdělení intenzit čar lze určit teplotu zdroje, z počtu a šířky spektrálních čar hustotu a tlak plynu, ze štěpení čar lze soudit na magnetické a elektrické pole.

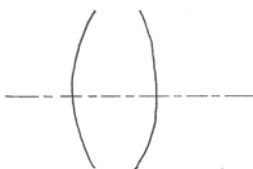
Spektrální analýza slouží především k analýze složení látek a prostředí, a to i detekci stopových prvků, v lékařství např. k rozlišení krve lidské a zvířecí atd.

3.6 Optické zobrazení (základní pojmy), zobrazení odrazem a lomem

Připomeňme, že tato kapitola je věnována geometrickým základům optického zobrazení, tj. optickému zobrazení v mezích geometrické optiky.

Cílem optického zobrazení je učinit předměty viditelnými na jiném místě (tj. vytvořit obraz předmětu) a to buď ve stejné nebo jiné velikosti. Optické zobrazení provádíme užitím optických soustav - čoček, zrcadel a jejich kombinací. Optickou soustavou (značka viz obr. 3-15) tedy máme na mysli soustavu provádějící zobrazení.

Obrázek 3-15: Schematická značka pro obecnou optickou soustavu

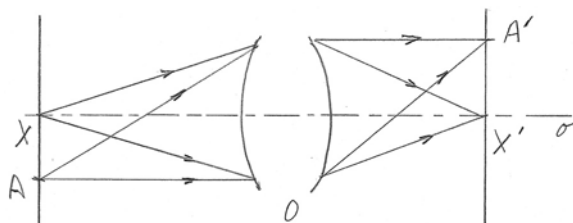


Obraz vytvořený optickou soustavou může být:

1. **skutečný** neboli reálný - takový obraz se dá objektivně zachytit (a pozorovat) na stínítku.

Skutečný obraz (obr. 3-16) vzniká tehdy, jestliže paprsky zobrazující konkrétní bod předmětu se po interakci s optickou soustavou (tj. např. po průchodu soustavou či odrazu od soustavy) sbíhají (čili jsou konvergentní) a tím v místě svého průsečíku vytvoří skutečný obraz zobrazovaného bodu:

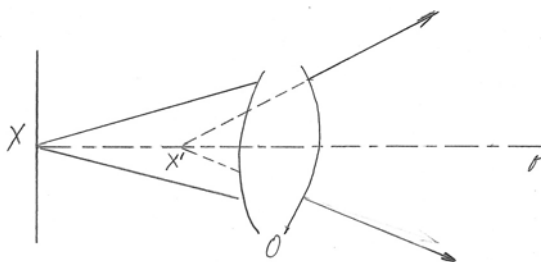
Obrázek 3-16: Vznik reálného obrazu



2. **neskutečný** (zdánlivý) neboli virtuální - nedá se objektivně zachytit na stínítku.

Neskutečný obraz (obr. 3-17) vzniká tehdy, jestliže paprsky zobrazující konkrétní bod předmětu se po interakci s optickou soustavou rozbíhají (čili jsou divergentní), takže se reálně nikde neprotínají a tedy nevytváří skutečný obraz zobrazovaného bodu. Neskutečný obraz získáme tak, že paprsky zpětně prodloužíme a v jejich průsečíku se nachází zdánlivý obraz zobrazovaného bodu:

Obrázek 3-17: Vznik virtuálního obrazu



V obrázcích 3-16 a 3-17 jsou A, X vzory (tj. zobrazované body předmětu), A', X' jsou jejich obrazy, o je optická osa optické soustavy O .

Dohodnutý směr šíření světla je zleva doprava, předmětový prostor je prostor (či spíše poloprostor), v němž se nachází předmět, obrazový prostor je prostor (poloprostor), v němž je obraz. Předběžně: v případě skutečného obrazu jsou oba poloprostory na opačných stranách optické soustavy, v případě zdánlivého obrazu pak na téže straně vzhledem k optické soustavě.

3.6.1 Zobrazení čočkou ve vzduchu

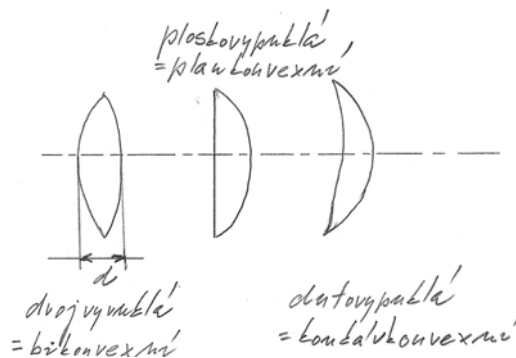
Čočka je optická prostředí omezené dvěma plochami. Jsou-li plochy kulové, dostáváme sférické neboli kulové čočky (sférickou čočku dostáváme i v případě, že jedna plocha je rovinná, neboť pro tuto plochu je prostě jen např. $r_1 = \infty$). Nejsou-li plochy kulové, jde o asférické čili nekulové čočky (např. čočky válcové).

Sférické čočky:

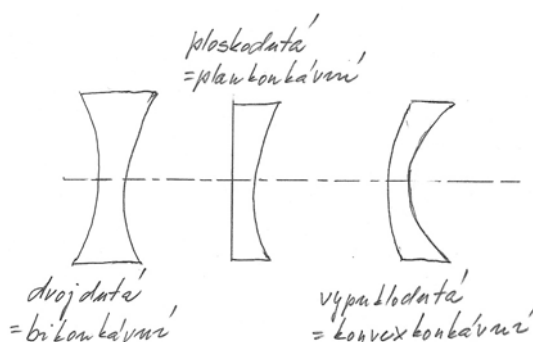
1. spojné (jinak také konvexní, vypuklé, kladné)
2. rozptylné (jinak také konkávní, vyduté, záporné).

Typy spojných a rozptylných čoček jsou na obr. 3-18 a 3-19:

Obrázek 3-18: Spojné čočky

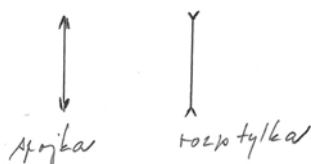


Obrázek 3-19: Rozptylné čočky



Všechny uvedené čočky mohou být tenké nebo tlusté. Čočka je tenká, když je její tloušťka ve středu čočky malá ve srovnání s jejím průměrem. Tenké čočky značíme ve schématech takto:

Obrázek 3-20: Schematické značky čoček



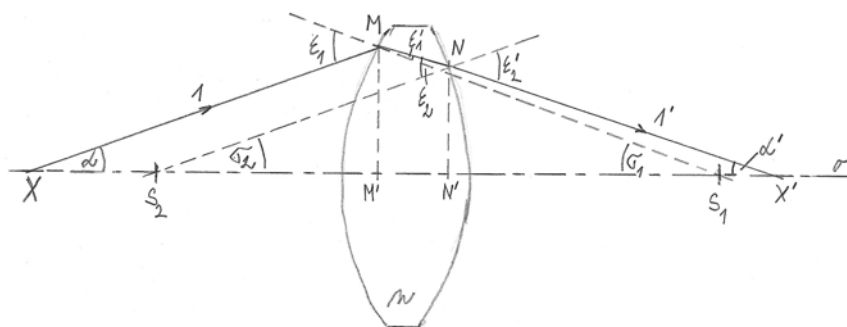
Zobrazovací rovnice čočky v paraxiálním prostoru

Zobrazovací rovnici budeme nazývat matematickou rovnici, která nám z polohy předmětu umožní vypočítat polohu obrazu, známe-li parametry zobrazovací soustavy.

Paraxiální prostor (nebo také Gaussův prostor, nitkový prostor, prostor nultého řádu) je prostor, v němž jsou všechny úhly malé. V praxi to znamená, že např. úhly, které paprsky svírají s optickou osou, dále úhly dopadu, lomu či odrazu jsou nanejvýš rovny dvěma úhlovým stupňům.

Pro odvození zobrazovací rovnice čočky vyjdeme z obr. 3-21. V něm 1 paprsek vycházející z osového bodu X dopadá na první lámavou plochu čočky v bodě M pod úhlem ϵ_1 , láme se do čočky pod úhlem lomu ϵ_1' , šíří se vnitřkem čočky a dopadá na druhou lámavou plochu čočky v bodě N pod úhlem ϵ_2 a lomem od kolmice s úhlem lomu ϵ_2' přechází zpět do vzduchu a optickou osu protne v obrazovém bodě X'. Kolmice dopadu v bodě N (resp. M) protíná optickou osu ve středu křivosti S_2 (resp. S_1) odpovídající příslušné lámavé ploše.

Obrázek 3-21: Chod paprsku čočkou



$\sin \epsilon_1 = n \cdot \sin \epsilon_1'$ a v paraxiálním prostoru pro lom na 1. lámavé ploše:

$$\epsilon_1 = n \cdot \epsilon_1', \quad n \cdot \epsilon_2 = \epsilon_2',$$

takže:

$$\epsilon_1 + \epsilon_2' = n \cdot (\epsilon_1' + \epsilon_2), \quad (3-9)$$

Z úhlů na ose o :

$$\epsilon_1 = \alpha + \delta_1, \quad \epsilon_2' = \alpha' + \delta_2,$$

takže:

$$\epsilon_1 + \epsilon_2' = \alpha + \alpha' + \delta_1 + \delta_2, \quad (3-10)$$

a

$$\delta_1 + \delta_2 = \epsilon_1' + \epsilon_2 \quad (3-11)$$

Dosadíme 3-9 a 3-11 do 3-10 a dostaneme

$$\alpha + \alpha' = (n-1) \cdot (\delta_1 + \delta_2), \quad (3-12)$$

což je úhlová zobrazovací rovnice čočky v paraxiálním prostoru.

Tuto úhlovou zobrazovací rovnici převedeme na zobrazovací rovnici v délkových jednotkách dosazením za úhly z obr. 3-21. Dosazení je jednoduché za předpokladu, že čočka je tenká a všechny úhly paraxiální, pak dostaneme následující zobrazovací rovnici tenké čočky v paraxiálním prostoru:

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{(p')} = (n-1) \cdot \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right), \quad (3-13)$$

kde p je vzdálenost předmětu (tj. bodu X v našem případě) od čočky, p' je vzdálenost obrazu (tj. bodu X') od čočky a protože

$$\frac{1}{(f')} = (n-1) \cdot \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right),$$

kde f' je obrazová ohnisková vzdálenost čočky a dále platí $f = f'$, kde f je předmětová ohnisková vzdálenost čočky, dostáváme známý tvar zobrazovací rovnice:

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{(p')} = \frac{1}{(f')} \quad (3-14)$$

Převrácenou hodnotu $\frac{1}{(f')}$ obrazové ohniskové vzdálenosti čočky na pravé straně rovnice 3-14 nazveme optickou mohutností φ čočky, platí tedy $\varphi = \frac{1}{(f')}$. Jednotkou optické mohutnosti je jedna dioptrie a pro rozměr dioptrie platí $[D] = m^{-1}$.



OTÁZKY

Kdy má čočka optickou mohutnost jedné (mínus jedné) dioptrie?

POZNÁMKA:

Vzdálenosti p, p' se u tenké čočky měří od středu čočky, u tlusté čočky od tzv. hlavních bodů čočky.

Pro výpočty příkladů je nejjednodušší dodržovat tuto **znaménkovou dohodu (konvenci)**:

1. světlo se šíří zleva doprava
 2. $p > 0$, je-li předmět X před čočkou
 3. $p < 0$, je-li předmět X za čočkou
 4. $p' > 0$, je-li obraz X' za čočkou
 5. $p' < 0$, je-li obraz X' před čočkou
 6. pro spojku jsou f a f' čísla kladná, pro roptylku záporná. Poloměr křivosti plochy čočky je kladný, je-li plocha vypuklá ven z čočky.
-

Příčné zvětšení

Potom:

geometrická konstrukce

jaké obrazy vytváří rozptylka a spojka. Dát vždy jeden obrázek a tuto situaci probrat, za úkol dát probrat všechny ostatní možnosti.

Do poznámky: optická mohutnost soustavy tenkých čoček

3.6.2 Zobrazení kulovým zrcadlem

3.6.3 Optické přístroje

4 VLNOVÁ OPTIKA

Světlo (záření) má dualistickou povahu - je vlněním i proudem částic. Vlnová optika studuje vše, co souvisí s vlnovou povahou světla, studuje tedy vlnové vlastnosti světla a jevy, v nichž se vlnové vlastnosti světla projevují.

Chceme-li popsat vlnovou stránku povahy světla, pak světlo je příčným elektromagnetickým vlněním. Mechanismus (způsob, podstatu) šíření vlnění prostorem pak zcela obecně popisuje Huygensův princip šíření vlnění postupného vlnění.

Rekapitulace vlnění: postupné - stojaté, mechanické - elektromagnetické, příčné - podélné

4.1 Základní představy a popis

Huygensův princip šíření postupného vlnění - obrázek!

Předpokládejme, že v čase t se vlnění od zdroje Z rozšíří na vlnoplochu V . Každý bod vlnoplochy V se stává sekundárním zdrojem vlnění, tj. zdrojem elementárních vlnoploch. Vlnoplochu V' (na kterou se vlnění rozšíří) v čase $t+\Delta t$ dostaneme jako tzv. vnější obálku všech elementárních vlnoploch sekundárních zdrojů vlnění, a to proto, že vlnění sekundárních zdrojů interferencí ruší ve všech směrech kromě směru šíření.

4.1.1 Rovnice EM vln (světla) ? - upřesnit nadpis

Charakteristiky EM vlnění E a B , rovnice vlnění je řešení klasické vlnové rovnice, harmonická vlna a její rovnice, reálné a komplexní vyjádření, energie a intenzita vlnění (def., pokles se čtvercem vzdálenosti u kulových vlnoploch), Maxwellovy rovnice

4.2 Polarizace světla

O polarizaci má smysl mluvit u každého příčného vlnění, tedy i u světla. Přirozené světlo kmitá ve všech směrech kolmých ke směru šíření, každé jiné světlo je polarizované světlo - polarizace lineární, eliptická (kruhová).

4.2.1 Fresnelovy vzorce

Fresnelovy vzorce popisují energetické poměry při odrazu a lomu světla na rozhraní, čímž de facto rozšiřují naše dosavadní znalosti o odrazu a lomu světla. Vzorce odvodil Fresnel v r. 1821.

Klasické Fresnelov odvození: ...

...

končí výslednými vztahy pro amplitudy odraženého a lomeného světla v obou významných rovinách, tj. v rovině poledníkové a sagitální:

Následuje:

4.2.2 Odraznost a propustnost světla na dielektriku

Nejprve definujeme reflexivitu R a transparenci T světla pomocí příslušných intenzit: ..., analogicky v rovinách s a p .

Vyjádříme R a T užitím Fresnelových vzorců:

a vykreslíme příslušné grafy:

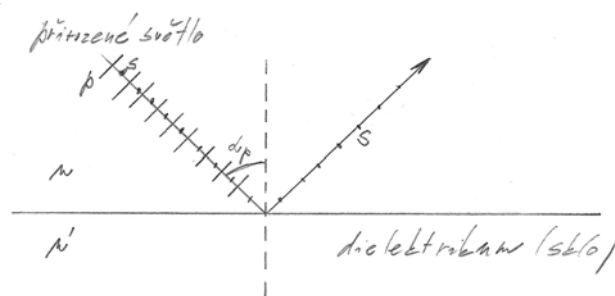
4.2.3 Způsoby polarizace světla

Světlo můžeme polarizovat odrazem, lomem, úplným odrazem, absorpcí, rozptylem a dvojlomem.

a) polarizace odrazem na dielektriku

Tato možnost (spolu s polarizací lomem) je principiálně nejjednodušší, neboť vyplývá přímo z Fresnelových vzorců, obr. 4-1:

Obrázek 4-1: Polarizace světla odrazem



V obrázku paprsek přirozeného světla, které kmitá vše všech směrech kolmých na směr šíření (vyznačeny jsou tedy kmity jak v rovině p , tak v rovině s), dopadá pod úhlem α_p na rozhraní dvou dielektrik a mimo jiné se také odráží. Odražený paprsek může být úplně lineárně polarizován, a to tak, že jeho světlo kmitá jen v rovině s . Rozhraní (na kterém dochází k odrazem k polarizaci světla) se pak nazývá **polarizátorem**, obecně je polarizátorem každé zařízení, které provádí polarizaci světla.

Odražený paprsek je úplně lineárně polarizován, je-li úhel α_p dopadu světla v obr. 4-1 roven tzv. polarizačnímu úhlu, tj. takovému úhlu, pro který se světlo v rovině p na rozhraní vůbec neodráží - existence této možnosti vyplývá z Fresnelových vzorců - viz **ODKAZ**. Spočteme nyní hodnotu polarizačního úhlu pomocí Fresnelových vzorců. Z výše uvedeného vyplývá, že vyjdeme z předpokladu $A_p''=0$, kde A_p'' je ve Fresnelových vztazích amplituda světla na rozhraní odraženého v rovině p .

Odvození Brewsterova zákona 4-2:

$$\begin{aligned}
 A_p'' &= 0 \\
 A_p'' &= A_p \frac{\tan(\alpha - \alpha')}{\tan(\alpha + \alpha')} = 0 \\
 \tan(\alpha + \alpha') &= \infty \\
 \alpha + \alpha' &= \frac{\pi}{2} \\
 n \sin \alpha &= n' \sin \alpha' \\
 n \sin \alpha &= n' \sin\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) \\
 &\quad \quad \quad \cos \alpha \\
 n \sin \alpha &= n' \cos \alpha \\
 \tan \alpha_p &= \frac{n'}{n} \quad \text{Brewsterův} \\
 &\quad \quad \quad \text{zákon}
 \end{aligned}$$

Brewsterův (čti brústrův) zákon byl experimentálně ověřen v roce 1813. Pokud světlo (viz obr. 4-1) dopadá na rozhraní přesně pod úhlem Brewsterovým úhlem (tak říkáme úhlu vyhovujícímu Brewsterově zákonu), je po odrazu na dielektriku úplně lineárně polarizováno (s kmitů v rovině s), jinak je polarizováno pouze částečně a míru polarizace lze spočítat z Fresnelových vzorců.

Předpokládejme, že odrazem na dielektriku získáme úplně lineárně polarizované světlo a položme si otázku:



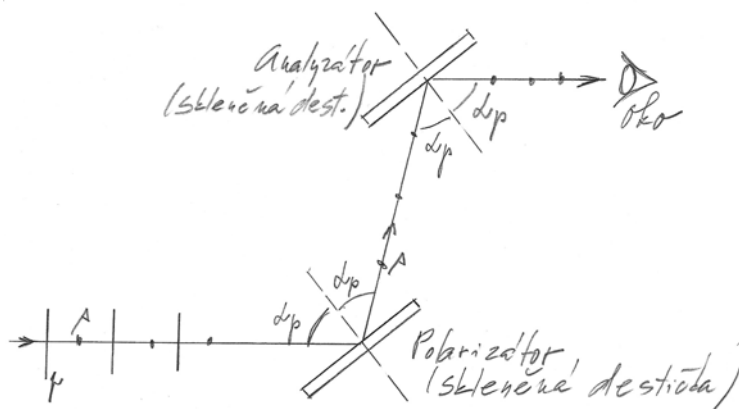
OTÁZKY

Poznáme pouhým okem, zda světlo je či není (např. lineárně) polarizováno?

Odpověď zní nepoznáme a o její pravdivosti se lze samozřejmě přesvědčit experimentálně.

Zda světlo je či není lineárně polarizováno, můžeme rozhodnout (kupříkladu) opět pomocí odrazu - viz obr. 4-3:

Obrázek 4-3: Rozpoznání lineárně polarizovaného světla



V obrázku 4-3 získáme prvním odrazem (na skleněné destičce, která je v roli polarizátoru) lineárně polarizované světlo. Získaný lineárně polarizovaný paprsek nechme dopadnout opět pod úhlem α_p na druhou skleněnou destičku, které říkáme analyzátor. V případě, že obě skleněné destičky, tj. polarizátor a analyzátor, jsou vzájemně rovnoběžné - tak je to nakresleno v obr. 4-3 - potom se světlo i na destičce analyzátoru odráží a oko (viz obrázek) vidí světlo. Budeme pokračovat tím, že destičku analyzátoru otočíme kolem dopadajícího paprsku o 90° , (vzniklé situaci pak říkáme, že polarizátor a analyzátor jsou zkříženy), při takovém otočení zůstane úhel α_p dopadu světla zachován, avšak nyní se od destičky analyzátoru žádné světlo neodráží a je tma, a to proto, že nyní na destičku analyzátoru dopadá světlo, které vzhledem k ní kmitá pouze v rovině p a takové světlo se jak víme (viz Fresnelovy vzorce) neodráží (při dopadu pod úhlem α_p).

OTÁZKY



Jak by dopadl odraz paprsku přirozeného světla na destičce analyzátoru v uspořádání dle obr. 4-3?

Shrňte, jak odrazem poznáte, zda paprsek světla, který máte k dispozici, je či není lineárně polarizován.

Pro světlo polarizované odrazem platí Malusův zákon:

$$I = I_0 \cdot \sin^2(\varphi), \quad (4-1)$$

kde φ je úhel mezi rovinami dopadu paprsku na polarizátor a analyzátor, I_0 je intenzita světla pro $\varphi = 0$ a I je intenzita světla pro úhel φ .

Výhodou polarizace světla odrazem je, že snadno můžeme získat úplně lineárně polarizované světlo. Hlavní nevýhodou je, že intenzita polarizovaného světla dosahuje jen asi 10% původní intenzity.

Mírou polarizace je veličina, které říkáme **stupeň polarizace**:



DEFINICE 4-1

$$P = \frac{(I_s'' - I_p'')}{(I_s'' + I_p'')}, \text{ kde } I_s'' \text{ (resp. } I_p'') \text{ jsou intenzity odraženého světla v rovině } s \text{ (resp. } p \text{).}$$



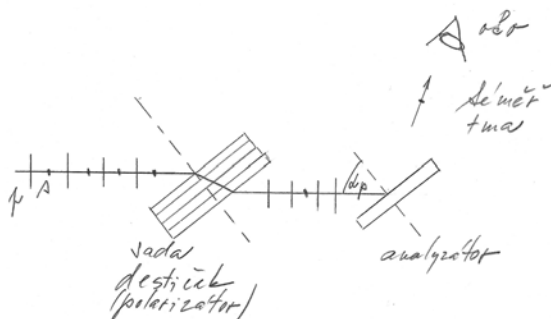
OTÁZKY

Jaký je stupeň polarizace pro přirozené světlo a jaký pro světlo polarizované odrazem na dielektriku při úhlu Brewsterově úhlu dopadu?

a) polarizace lomem na dielektriku

Na rozdíl od odrazu lomem nikdy nevznikne úplně polarizované světlo. Na druhé straně čím více lomů světlo postupně absolvuje, tím větší je jeho stupeň polarizace. Pro rozhraní vzduch sklo je zapotřebí asi dvaceti lomů, abychom získali téměř úplně polarizované světlo (ovšem již relativně velmi nízké intenzity). Při lomu získáváme světlo kmitající v rovině p - viz obr. 4-4 (u odrazu to bylo v rovině s).

Obrázek 4-4: Polarizace lomem



Na obrázku 4-4 vidíme, že přirozené světlo se lomem sadou destiček částečně polarizuje v rovině p a poté dopadá na destičku analyzátoru, pro světlo v rovině p se však nic neodráží, a proto při uspořádání dle obr. 4-4 oko registruje téměř úplnou tmou.

c) polarizace úplným odrazem na dielektriku

Odražené světlo je obecně elipticky polarizováno, lineárně pak pro dopad pod mezním úhlem lomu.

d) polarizace světla při odrazu na kovu

Paprsek odražený od kovu není nikdy úplně lineárně polarizován, neplatí Malusův zákon. Obecně získáme elipticky polarizované světlo.

e) polarizace absorpcí

Absorpcí lze získat lineárně polarizované světlo. Některé dvojlomné (viz dále) krystaly se totiž vyznačují tím, že pohlcují jeden ze dvou paprsků vzniklých dvojlomem (opět viz dále). Příkladem může být turmalínová destička, která při tloušťce 2 mm zcela pohltí řádný paprsek, takže z destičky vystupuje lineárně polarizovaný mimořádný paprsek. Turmalín je v přírodě vzácný, nahrazuje se proto umělou látkou - herapathitem.

f) polarizace roptylem

Také pomocí rozptylu lze získat téměř úplně lineárně polarizované světlo. Při průchodu světla prostředím typu kouř, mlha apod. se světlo na drobných částicích ohýbá a tím rozptyluje - cesta světla se stává viditelnou, jevu říkáme Tyndalův efekt. Anglický fyzik Rayleigh zkoumal závislost intenzity I_{rozpt} rozptýleného světla na vlnové délce λ a došel k závěru:

$$I_{rozpt} = \frac{konst}{\lambda^4}. \quad (4-2)$$

Vidíme, že intenzita rozptýleného světla je nepřímo úměrná dokonce čtvrté mocnině vlnové délky, takže např. modrá barva se rozptyluje podstatně více než červená, proto je obloha modrá.

Z hlediska polarizace světla s rostoucí velikostí částicek rozptylujícího prostředí stupeň polarizace světla klesá.

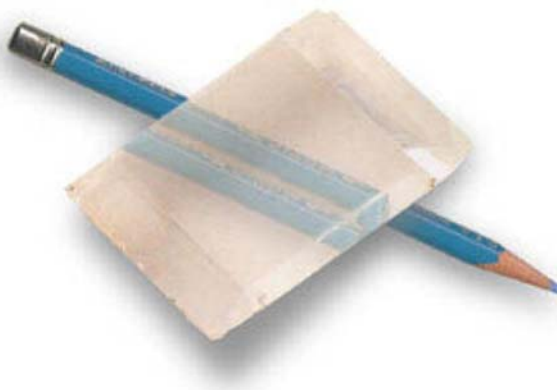
g) polarizace dvojlomem

Jde o nejužívanější způsob polarizace světla. Nejpoužívanější proto, že intenzita polarizovaného světla je až 50% původní intenzity.

Dvojlom:

R. 1669 Bartholinus E. zjistil, že přes islandský vápenec je písmo vidět zdvojeně, na obr. 4-5 totéž s tužkou:

Obrázek 4-5: Dvojlom islandským vápencem



Jev r. 1690 vysvětlil Ch. Huygens: dopadající paprsek se rozdělí na 2 paprsky, které postupují různými směry - jev nazval **dvojlom**.

Dvojlomné látky:

skoro všechny anizotropní látky (krystaly), tj. látky, u nichž rychlost v šíření světla závisí na směru, např. křemen, led, turmalín, islandský vápenec a další.

Dvojlom nevykazují opticky izotropní látky, tj. např. sklo, krystaly krychlové svoustavy, všechny kapaliny.

Dvojlomné anizotropní látky rozdělujeme na:

1. **jednoosé** - pro takové látky existuje jeden směr, v němž k dvojlomu nedochází. Tento směr nazýváme **optickou osu** krystalu

2. **dvouosé** - existují dvě optické osy, tj. 2 směry, pro něž k dvojlomu nedochází.

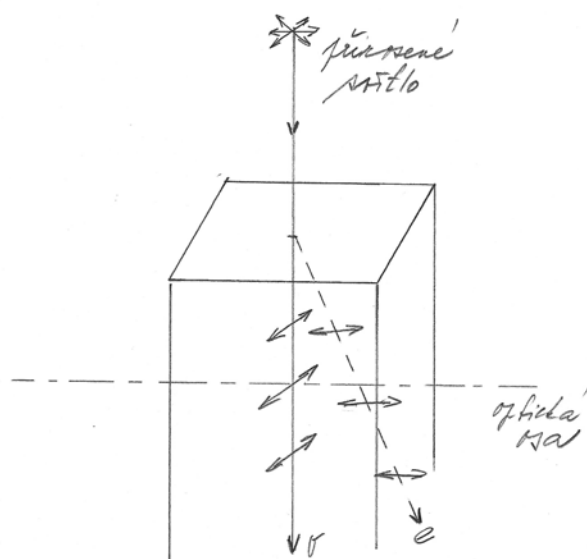
Hlavní řez krystalu je pak rovina, proložená optickou osou a kolmicí dopadu světelného paprsku. Dopadá-li kulová vlna na opticky dvouosý krystal, transformuje se průchodem na plochu 4. stupně. Dopadá-li vlna na opticky jednoosý krystal, vznikají dvě vlnoplochy 2. stupně - jedna je kulová, to je řádná vlna, přísluší jí řádný paprsek neboli **ordinarius** (označujeme písmenem o), druhá je rotačním elipsoidem, to je mimořádná vlna, přísluší jí mimořádný paprsek neboli **extraordinarius** (označujeme písmenem e).

Praktický význam mají látky opticky jednoosé, např. křemen, vápenec.

Opticky jednoosé krystaly

Obecně se dopadající paprsek štěpí na řádný, který se šíří ve všech směrech touž rychlostí (pro řádný paprsek se tedy krystal chová jako izotropní), a mimořádný, jehož rychlost je závislá na směru šíření (tj. není ve všech směrech stejná). Předpokládejme, že přirozené světlo dopadá na jednoosý krystal dle obr. 4-6:

Obrázek 4-6: Chod světla jednoosým krystalem

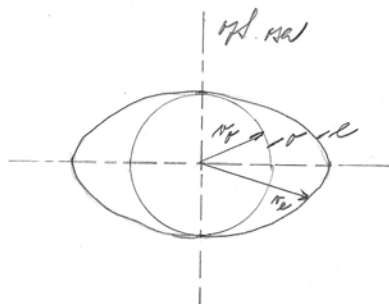


Na obrázku 4-6 vidíme, že paprsek přirozeného světla se při průchodu opticky jednoosým dvojlomným krystalem štěpí na dva paprsky (paprsek by se neštěpil pouze v případě, že by na krystal dopadal ve směru jeho optické osy) a zajímavé je, že oba jsou lineárně polarizovány - řádný paprsek o je polarizován kolmo k rovině hlavního řezu, mimořádný paprsek e je pro změnu polarizován v rovině hlavního řezu krystalu. Současně na obrázku vidíme, že řádný paprsek se řídí zákonem lomu, kdežto mimořádný paprsek se neřídí zákonem lomu (tj. láme se jinak než odpovídá zákonu lomu).

Zavedme hlavní indexy lomu n_o , n_e , a hlavní rychlosti v_o , v_e , jakožto hodnoty indexu lomu a rychlosti pro řádný a mimořádný paprsek. Hodnoty n_o a v_o pro řádný paprsek jsou pro všechny směry stejné, není problém je změřit. Hodnoty n_e , v_e jsou hodnoty pro mimořádný paprsek kolmý k optické ose.

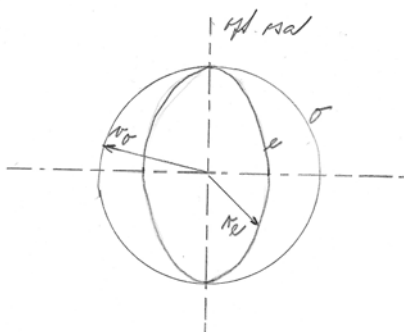
Pro $v_o < v_e$, tj. $n_o > n_e$ hovoříme o záporném krystalu (islandský vápenec, turmalín), pro něj je řádná kulová vlna uvnitř mimořádné vlnoplochy tvaru rotačního elipsoidu, obr. 4-7:

Obrázek 4-7: Záporný jednoosý krystal



Pro $v_o > v_e$, tj. $n_o < n_e$ hovoříme o kladném krystalu (křemen, led), pro něj je řádná kulová vlna vně mimořádné vlnoplochy tvaru rotačního elipsoidu, obr. 4-8:

Obrázek 4-8: Kladný jednoosý krystal



Řádný a mimořádný paprsek se krystalem šíří různou rychlostí. To znamená, že po průchodu krystalem má jeden z nich za druhým časové zpoždění. Bude-li d geometrická dráha paprsků (tj. každého z nich) v krystalu, bude mezi paprsky optický dráhový rozdíl δ a tomu odpovídající fázový rozdíl φ . Je-li např. $\delta = \frac{\lambda}{4}$, vychází pro dráhu d hodnota

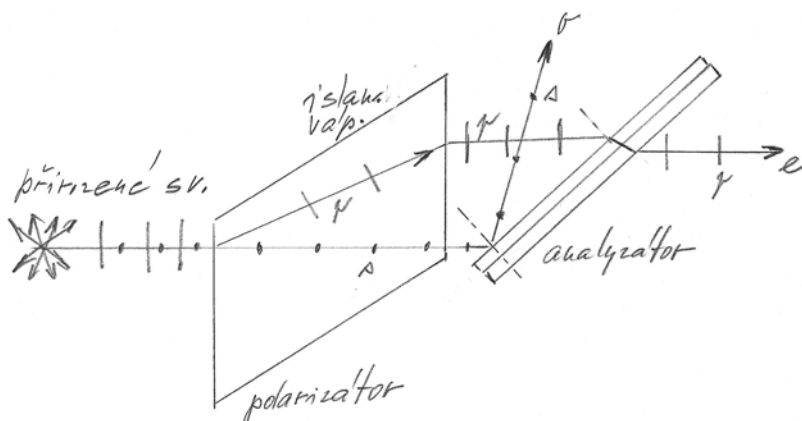
$$d = \frac{\lambda}{4(n_o - n_e)}, \quad (4-3)$$

destičce této tloušťky říkáme čtvrtvlnná destička - využívá se jí k přeměně lineárně polarizovaného světla na elipticky (kruhově) polarizované světlo a naopak.

Experimentální důkaz polarizace řádného i mimořádného paprsku

Lineární polarizaci řádného i mimořádného paprsku můžeme prokázat v uspořádání dle následujícího obrázku 4-9:

Obrázek 4-9: Ověření polarizace paprsků



V obrázku 4-9 se paprsek přirozeného světlo zdroje průchodem krystalem islandského vápence (v roli polarizátoru) štěpí na paprsek řádný a mimořádný. Oba tyto paprsky dopadají na analyzátor, kterým je sada skleněných destiček, a to pod úhlem dopadu rovným Brewsterově úhlu. Experimentem zjistíme, že řádný paprsek se od destičky analyzátoru odráží a analyzátozem neprochází, z čehož plyne, že je polarizován v rovině s . Podobně zjistíme, že mimořádný paprsek analyzátozem prochází a neodráží se, což znamená, že je polarizován v rovině p .

PRO ZÁJEMCE 1



Dvojlom nepozorujeme pouze u přírodních látek, ale lze ho vyvolat také uměle vnějšími vlivy na izotropní látku. Vnější vlivy mohou mít podobu mechanické deformace (tah, tlak, torze), teplotních změn, elektrického i magnetického pole.

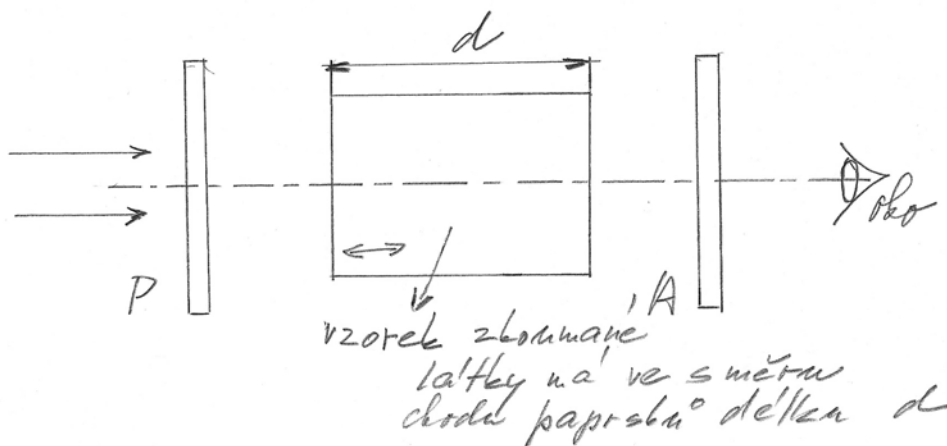
Při všech těchto uvedených vlivech dochází ke změnám vzdáleností molekul látky a původně izotropní látka se tak mění na anizotropní, která pak vykazuje dvojlom světla. Anizotropii látek vzniklou mechanicky zkoumá a využívá obor zvaný fotoelasticimetrie. Nejznámějším jevem, kdy látka vykazuje dvojlom zásluhou působení elektrického pole, je Kerrův jev (1875 Kerr) spočívající v tom, že průhledná prostředí všech skupenství se vlivem silného elektrického pole stávají dvojlomnými (a anizotropními).

4.2.4 Rotační polarizace

Rotační polarizací (objev r. 1811 Arago) rozumíme stáčení kmitové roviny lineárně polarizovaného světla buď v krystalech nebo kapalinách či roztocích. Schopnost stáčet rovinu lineárně polarizovaného světla mají jen některé látky - takovým látkám říkáme **opticky aktivní**.

Optickou aktivitu látek můžeme studovat např. užitím této optické sestavy:

Obrázek 4-10: Sestava pro studium optické aktivity látek



Zleva se šířící přirozené světlo je lineárně polarizováno polarizátorem P , dále prochází vzorkem právě zkoumané látky (dráha průchodu vzorkem je d) a po průchodu analyzátozem A vstupuje do oka pozorovatele. Provedme tato pozorování:

1. Do sestavy na obr. 4-9 nedáme žádný vzorek látky a sestavu nastavíme tak, že polarizátor a analyzátor jsou zkříženy a oko vidí tmou.

2. Do naší sestavy, která se nachází ve stavu dle předchozího bodu, vložíme vzorek látky z islandského vápence. Zjistíme, že oko dále registruje pouze tmou, což znamená, že rovina kmitů lineárně polarizované vlny vstupující do analyzátoru se nikterak nezměnila, islandský vápence tedy není opticky aktivní látkou.

3. Islandský vápence na místě vzorku v naší sestavě nahradíme křemennou destičkou tloušťky d , zjistíme, že oko vidí světlo, což znamená, že P a A již nejsou zkříženy čili že rovina kmitů světla se průchodem křemennou destičkou potočila o nenulový úhel α , křemen je tedy opticky aktivní látkou. Úhel α je mírou rotační polarizace, snadno ho zjistíme tak, že analyzátozem potočíme tak, abychom znovu získali v zorném poli tmou - pak jsme potočili právě o úhel α . Pootočení kmitové roviny lineárně polarizovaného světla je schematicky znázorněno na následujícím obrázku:

Obrázek 4-11:



Obrázek 4-11 ilustruje, že některé látky stáčí roviny kmitů lineárně polarizovaného světla doprava - tím říkáme pravotočivé opticky aktivní látky, jiné doleva - levotočivé opticky aktivní látky.

Vztah pro úhel α :

1. **pro čisté látky**, tj. krystaly, kapaliny, nikoli roztoky, platí vztah:

$$\alpha = [\alpha] d, \quad (4-4)$$

kde $[\alpha]$ je měrná stáčivost látky (jde o otočení, které způsobí látka o $d = 1 \text{ mm}$) a d dráha paprsku opticky aktivní látkou. Měrnou stáčivost $[\alpha]$ opticky aktivní látky lze přibližně vyjádřit užitím Cauchyho aproximace

$$[\alpha] = A + \frac{B}{\lambda^2}, \quad (4-5)$$

kde A, B jsou konstanty.

2. **pro roztoky**

platí například vztah

$$\alpha = [\alpha] \frac{p}{100} \rho d, \quad (4-6)$$

p je v procentech poměr hmotnosti opticky aktivní látky k hmotnosti roztoku (tj. počet gramů opticky aktivní látky na 100 gramů roztoku), ρ je hustota roztoku, takže platí $c = p \rho$.

Rotační polarizaci vysvětlili Fresnel a Biot, vlastnosti polarizace tak shrnují **Biotovy zákony**:

- 1) stočení α je přímo úměrné tloušťce d opticky aktivní látky
- 2) pro stejnou tloušťku vzorku je stočení způsobené pravotočivou destičkou stejné, jako stočení způsobené levotočivou destičkou z téže látky
- 3) více vzorků za sebou způsobí stočení o úhel, který je roven algebraickému součtu stočení způsobených jednotlivými destičkami
- 4) stočení kmitové roviny je přibližně nepřímo úměrné čtverci vlnové délky λ světla.

Optickou polarizaci lze vyvolat uměle. Známa je optická aktivita látek vyvolaná magnetickým polem - **Faradayův jev** objevený Faradayem v r. 1845. Jev spočívá v tom, že průhledné izotropní látky všech skupenství se stávají vlivem magnetického pole opticky aktivními, tj. stáčí rovinu lineárně polarizovaného světla, jsou-li v magnetickém poli.

Polarizační přístroje

Polarizační přístroje využívají optickou aktivitu látek a slouží k vyšetřování vlastností různých látek pomocí polarizovaného světla. Každý polarizační přístroj sestává z polarizátoru P , který bývá pevný, a analyzátoru A , který bývá otáčivý a opatřený kruhovou úhlovou stupnicí (může být i pevný s posuvnými klíny).

Polarizační přístroje členíme na **polarimetry** (přístroje ke zjištění stáčivosti látek), přístroje určené ke zkoumání optických vlastností průhledných prostředí a **polarizační mikroskopy**.

Interference polarizovaného světla

Interferenci sice bude věnována teprve následující kapitola, přesto alespoň stručně:

Již v r. 1811 pozorovali Arago a Fresnel interferenci složeného lineárně polarizovaného světla a studovali vzniklé interferenční proužky, tj. **chromatickou polarizaci**.

Arago a Fresnel dospěli k těmto závěrům:

- 1) Světlo rovnoběžně polarizované vyšlé z koherentních zdrojů interferuje stejně jako světlo přirozené vyšlé z koherentních zdrojů.
- 2) Paprsky polarizované s kmitosměry navzájem kolmými spolu neinterferují, i když vyšly z koherentních zdrojů. Jejich složením obecně vznikne elipticky polarizované světlo.
- 3) Paprsky polarizované s kmitosměry kolmými, které vznikly z přirozeného světla, spolu neinterferují ani tehdy, když se uvedou na společný kmitosměr.
- 4) Paprsky polarizované s kmitosměry navzájem kolmými, které vznikly ze světla lineárně polarizovaného, spolu interferují, jestliže je převedeme na společný kmitosměr.



OTÁZKY

Po prostudování kapitoly věnované interferenci podrobně vysvětlíte všechny výše uvedené zákonitosti interference polarizovaného světla.

4.3 Interference světla

Interference světla je jedním z jevů (dalšími jsou polarizace a ohyb světla), které dokazují vlnovou povahu světla. Kdyby světlo nebylo vlněním, nemohlo by interferovat.

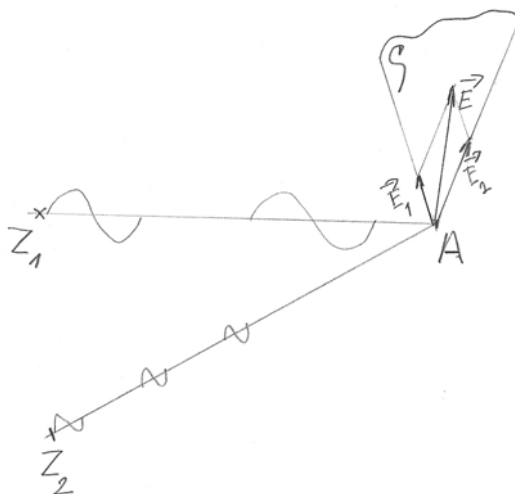
4.3.1 Skládání (superpozice) světla

O **skládání** světla (obecně vlnění) mluvíme, jestliže se v daném místě (přesněji v každém bodě dané oblasti prostoru) setkává světlo alespoň ze dvou (různých) zdrojů světla. Víme, že elektromagnetické vlnění (kterým je i světlo, viz dualismus světla), je v každém bodě (do kterého se od zdroje dostalo), popsáno okamžitými hodnotami svých charakteristik, kterými jsou vektor elektrické intenzity $\vec{E}$ a vektor magnetické indukce $\vec{B}$. Protože v teorii elektromagnetického pole se dovíme, že pole (tj. vlnění či světlo) lze výstižně charakterizovat také jen jedním z obou uvedených vektorů - nejčastěji vektorem $\vec{E}$ - využijme této možnosti i zde v tomto výkladu.

Popíšme (principiálně) skládání světla dvou zdrojů (to je předpoklad bez újmy na obecnosti výkladu) v obecném bodě A prostoru. Předpokládejme, že světlo od prvního zdroje (nechť je to zdroj Z_1) je ve zvoleném bodě A charakterizováno vektorem $\vec{E}_1$ a světlo od druhého zdroje (nechť je to zdroj Z_2) je (opět ve zvoleném bodě A) charakterizováno vektorem $\vec{E}_2$. Aby byl výklad úplný, znázorníme celou situaci pomocí dvou obrázků - nejprve je na obr. 4-12 schematicky naznačeno, jak se světla ze zdrojů Z_1 a Z_2 setkají v daném konkrétním časovém okamžiku t_0 v bodě A , obrázek je nakreslen v rovině proložené (pro jednoduchost

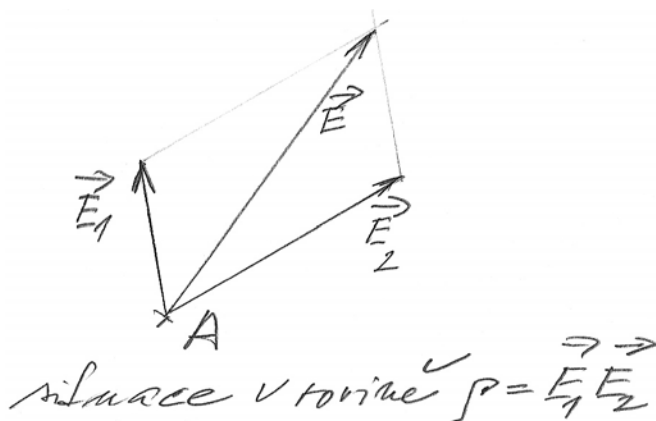
bodovými) zdroji světla Z_1, Z_2 a bodem A . Je třeba si uvědomit, že vektory $\vec{E}_1$ a $\vec{E}_2$ v bodě A mohou mít zcela obecné směry (tj. mají počátek v bodě A a každý z nich může směřovat kamkoli v prostoru). Proto je složení vektorů $\vec{E}_1$ a $\vec{E}_2$ v obr. 4-12 nakresleno pouze v rovnoběžném promítání a nikoli ve skutečných poměrech (tj. nikoli ve skutečných velikostech a úhlech).

Obrázek 4-12: Skládání světla v bodě A



Skutečná situace v bodě A je na obr. 4-13, který je nakreslen v rovině určené přímo skládanými vektory $\vec{E}_1$ a $\vec{E}_2$. V časovém okamžiku t_0 dávají tedy zdroje Z_1 a Z_2 bodě A výsledné světlo charakterizováno vektorem $\vec{E}$, který je vektorovým součtem vektorů $\vec{E}_1$ a $\vec{E}_2$. Vektor $\vec{E}$ je ve skutečné velikosti i poloze znázorněn v obr. 4-13.

Obrázek 4-13: Skládání světla v bodě A - skutečné poměry



Na obr. 4-13 je situace v bodě A v čase t_0 . V libovolném následujícím čase t mohou mít vektory $\vec{E}_1$ i $\vec{E}_2$ libovolný jiný směr, jiné velikosti a jinou polohu v prostoru. Uvedené znamená, že výsledný vektor $\vec{E}$ se s plynoucím časem rychle mění, tj. je funkcí času t . Hodnotě $\vec{E}$ v čase t odpovídá intenzita světla I v bodě A , tj. platí, že

$$I = I(A, t) \quad , \quad (4-7)$$

intenzita světla je tedy funkcí polohy bodu v prostoru (tj. je to funkce prostorová) i času (je to i funkce časová).

Dále si připomeňme, že intenzita I vlnění je přímo úměrná čtverci amplitudy A vlnění. Pokud se tedy při skládání (tj. superpozici) vlnění mění v čase i prostoru vektor $\vec{E}$ intenzity vlnění (viz obrázky 4-12 a 4-13), a to jak ve své velikosti, tak i směru (do směru vektoru zahrnujeme i orientaci vektoru), mění se také jeho komplexní amplituda a tedy i intenzita.

Při superpozici vlnění dle obr. 4-12 se tedy v bodě A mění intenzita I vlnění a vzhledem k tomu, že intenzita je úměrná čtverci amplitudy vlnění, platí

$$I \approx A^2 \quad . \quad (4-8)$$

Obecně lze předpokládat, že intenzita vlnění (daná vztahem 4-8) v daném či zvoleném bodě prostoru může nabývat **minimálně nulové** hodnoty (to vzhledem k tomu, že je v podstatě dána čtvercem amplitudy vlnění) a jisté kladné hodnoty **maximální**. V bodě A se tedy bude intenzita vlnění měnit od nuly do určité maximální hodnoty.



OTÁZKY

Můžeme si položit otázku - uvidíme nebo neuvidíme svým lidským okem to, jak se obecně při popisované superpozici vlnění mění v daném bodě intenzita od nuly po jisté maximum?

Pro odpověď na položenou otázku je třeba zvážit, **jak rychle** se intenzita v daném bodě mění s běžícím časem. Rychlost změny intenzity světla souvisí s frekvencí skládaným vln, ta má pro viditelné světlo hodnotu řádově

$$10^{14} \text{ až } 10^{15} \text{ Hz} \quad (4-9)$$

a s touto frekvencí se také mění intenzita světla v našem referenčním bodě A a pochopitelně také přilehlém prostoru. Vzhledem k tomu, že lidské oko je schopno vnímat změny intenzity světla o maximální frekvenci řádově desítky hertzů, můžeme konstatovat, že změny intenzity světla dané vztahem 4-9 není lidské oko v žádném případě schopno vnímat. Jakou intenzitu tedy lidské oko v popisovaném případě vnímá? Vnímá časovou střední hodnotu intenzity dané vztahem 4-8, tj. jistou průměrnou hodnotu intenzity, stejně je tomu i pro přilehlou oblast prostoru a výsledkem je



K ZAPAMATOVÁNÍ 1

Lidské oko není schopno vnímat rychlé změny intenzity světla o frekvenci řádově $10^{14} \text{ až } 10^{15} \text{ Hz}$ při obecné superpozici světél dvou různých obecných světelných zdrojů.

4.3.2 Pozorovatelná interference světla

OTÁZKY



Kdy (za jakých podmínek) je lidské oko schopno vidět výsledek interference světla dvou zdrojů světla?

Z předchozího textu je zřejmé, že výsledek skládání světla dvou světelných zdrojů uvidíme tehdy, když se intenzita světla dle vztahu 4-7 bude měnit pomalu, takže ve studované oblasti prostoru prostým lidským okem uvidíme, rozložení (distribuci) intenzity světla - takovému skládání viditelného světla říkáme (pozorovatelná) **interference světla** a **okem pozorovaný obrazec rozložení intenzity světla se nazývá interferenční obrazec**. Interferenční obrazec je obecně prostorový útvar.

V interferenčním obrazci můžeme vidět místa:

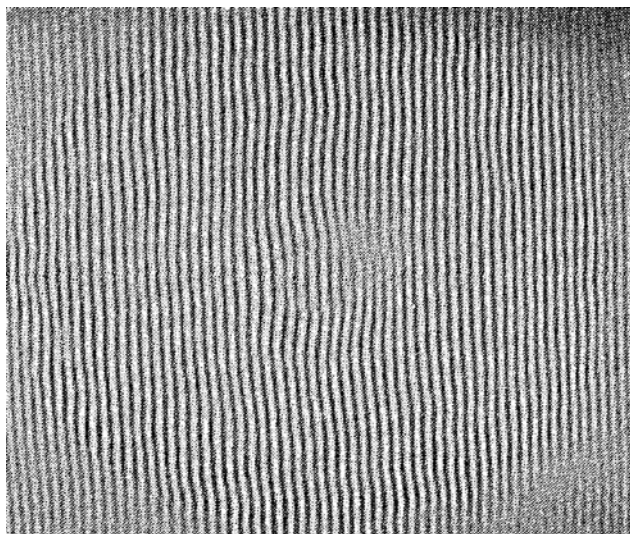
1. ve kterých intenzita světla trvale nabývá **minimálních** (v ideálním případě dokonce nulových) hodnot. Místa s minimální intenzitou mohou v prostoru vytvářet spojitě nepravidelné tmavé plochy. Je-li **interferenční obrazec rovinný** (nebo pokud se např. rozhodneme pozorovat výsledek interference světla v dané rovině, de facto potom studujeme rovinný řez prostorovým interferenčním útwarem), vznikají v místech s minimální intenzitou světla tmavé interferenční čáry, které mohou být v nejjednodušších případech částmi přímek nebo kružnic, pak jsou to tmavé **interferenční proužky** nebo **kroužky**.

2. uvidíme místa, ve kterých intenzita světla trvale nabývá maximálních hodnot. Místa s maximální intenzitou mohou v prostoru vytvářet spojitě nepravidelné světlé plochy, v rovině pak vznikají světlé interferenční čáry, které mohou mít podobu světlých **interferenčních proužků** nebo **kroužků**.

3. uvidíme místa, v nichž je intenzita světla něco mezi minimem a maximem.

V interferenčním obrazci se světlé a tmavé interferenční útvary (plochy, čáry, proužky, kroužky apod.) pravidelně střídají, takže interferenční obrazec může vypadat např. tak, jak je znázorněno na obr. 4-14 (světlé a tmavé interferenční čáry):

Obrázek 4-14: Příklad interferenčního obrazce



PRŮVODCE TEXTEM

V předchozím textu jsme vysvětlili, za jakých podmínek je lidské oko schopno vidět výsledek skládání světelných svazků ze dvou zdrojů světla. Zjistili jsme, že interference světla je skládání světla (vlnění) zvláštního druhu. Nyní zvážíme, jaké podmínky musí zdroje světla splňovat, aby výsledkem superpozice jimi vysílaného světla byl (pozorovatelný) interferenční obrazec.

4.3.3 Koherentní zdroje světla

Jestliže světelné svazky ze dvou zdrojů světla dávají (pozorovatelný) interferenční obrazec, pak o takové dvojici zdrojů světla říkáme, že jsou vzájemně **koherentní**.



VĚTA 4-1

Zdroje světla jsou koherentní, jestliže výsledkem skládání jejich světla je (pozorovatelný) interferenční obrazec.

Nyní probereme podmínky, které musí zdroje světla splňovat, aby byly koherentní.

Podmínky koherence

1. podmínka:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \text{konst.} \quad (4-10)$$

nebo pro N světelných zdrojů

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \varphi_2 - \varphi_3 = \dots = \varphi_{n-1} - \varphi_n = \text{konst.} \quad , \quad (4-11)$$

kde $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \dots, \varphi_{n-1}, \varphi_n$ jsou fáze interferujících vlnění při skládání v bodě A - viz obr. 4-12.

SAMOSTATNÝ ÚKOL 3



Pokud za fáze světla ve vztazích 4-10 a 4-11 dosadíme a spočteme příslušné fázové rozdíly, zjistíme, že rozdíl fází dvou vlnění může být konstantní pouze tehdy, když obě skládaná vlnění mají tutéž frekvenci (vlnovou délku).

K ZAPAMATOVÁNÍ 2



První a základní podmínkou pro to, aby světlo dvou zdrojů v daném bodě interferovalo je, že rozdíl fází obou skládaných vlnění musí být v čase konstantní (tj. stále stejný bez ohledu na běžící čas). Konstantní fázový rozdíl mohou mít pouze vlny stejné frekvence.

2. podmínka

Komplikací je, že světlo, které zejména přirozené zdroje světla produkují, nemá ani zdaleka jednoduchou formu.

Pro vysvětlení připomeňme, jak světlo ve zdrojích vzniká:

Viditelné světlo vzniká v elektronových obalech atomů zdroje. Elektronový obal atomu je tvořen elektrony obíhajícími kolem jádra. Každý elektron, který kolem daného jádra obíhá, má určitou kinetickou a určitou celkovou energii, přitom tyto energie nemohou být libovolné, jak učí nauka o stavbě atomů (např. v rámci kvantové fyziky nebo atomové fyziky), když říká, že dovoleny jsou pouze určité konkrétní hodnoty energie, které elektron může v obalu daného atomu mít. Jinak říkáme, že pro daný atom existuje určité konkrétní **diskrétní spektrum energií** $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$ (tj. říkáme, že energie elektronů v obalu atomu jsou **kvantovány**), kteroukoli z těchto energií může elektron v obalu atomu mít, ale žádnou jinou mít nemůže.

Elektronový obal atomu se člení do tzv. slupek odpovídajícím energiím $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$, v dané slupce jsou elektrony, které mají energii E_i , kde $i=1,2,3,\dots,n$ (i je tzv. hlavní kvantové číslo). Dále platí, že pokud se elektron pohybuje v rámci své slupky, tak potom je jeho energie konstantní (tj. pořád stejná, stabilní stav).

Jiná situace nastane, když elektron v obalu atomu přechází mezi dvěma slupkami, tj. mezi dvěma energetickými hladinami. Přechází-li elektron z vyšší energetické hladiny na nižší, jeho celková energie se sníží, tento rozdíl se však nemůže ztratit (viz zákony zachování energie) a tak se vyzáří ve formě kvanta energie = fotonu (viz dualismus světla), v našem případě viditelného světla. Doba

$$\Delta \tau, \quad (4-12)$$

po kterou popsaný přechod - a s ním i vyzařování světla tímto konkrétním elektronem v elektronovém obalu atomu zdroje světla - trvá se nazývá **koherenční doba (řádově 10^{-9} s)**. Dráha Δs , kterou světlo za dobu $\Delta \tau$ urazí, se nazývá **koherenční délka**

$$\Delta s_k = v \Delta \tau. \quad (4-13)$$

Vlnová délka světla, které odpovídá fotonu světla vyzářeného konkrétním přeskokem elektronu v obalu atomu, je dána rozdílem energií ΔE energetických hladin E_i, E_j , mezi kterými elektron přeskočil

$$\Delta E = E_i - E_j = h \nu = h \frac{c}{\lambda}, \quad (4-14)$$

kde h je Planckova konstanta, ν frekvence světla, c rychlost světla, λ vlnová délka naším přeskokem vyzářeného světla.



NEZAPOMEŇTE NA ODPOČINEK

Odpočinkově můžeme zrekapitulovat, že světlo zdroje se skládá z elementárních světýlek, z nichž každé vzniká jedním přeskokem jednoho elektronu v elektronovém obalu jednoho z atomů zdroje. Každé toto světýlko (odpovídající určitému fotonu světla) má svou vlnovou délku (danou vztahem 4-14), svou rovinu polarizace a jen krátkou dobu trvání (řádově 10^{-9}). Z kolika a jakých takovýchto světýlek se asi skládá běžné světlo...

Nyní víme, jak přibližně ve své "struktuře" vypadají skládaná světla, takže situaci můžeme schematicky znázornit na následujícím obrázku. Při náčrtu obrázku již respektujeme 1. podmínku koherence (uvedenou výše), podle které obě skládané světelné vlny mají stejnou frekvenci (vlnovou délku).

Obrázek 4-15: *Koincidence pulsů*

1. V bodě A se při interferenci mají setkat vlnění od obou zdrojů, avšak vzhledem k tomu, že koherenční doba $\Delta \tau$ vysílání obou zdrojů je krátká a mezi jednotlivými vysíláními každého ze zdrojů může být prodleva, může se stát, že vlnění zdrojů Z_1 a Z_2

se v místě A budou míjet a tedy se nesetkají, čímž také nemůže dojít k jejich superpozici a tedy ani interferenci. Situace je znázorněna na následujícím obrázku

Obrázek 4-16:

Na obr. 4-16a) je znázorněna situace, kdy bodem A projde vlnění jednoho zdroje a potom vlnění druhého zdroje - obě vlnění se nesetkávají a nemůže dojít k jejich interferenci - v popsaném případě také říkáme, že obě vlnění mají nulový **stupeň koherence**. Veličina zvaná stupeň koherence charakterizuje schopnost vlnění interferovat a tím vytvořit interferenční obrazec (viz výše).

Stupeň koherence γ je veličina, která se dá definovat právě pomocí interferenčního obrazce, který světlo schopné interferovat při interferenci vytváří. Předpokládejme, že intenzita světla v interferenčním obrazci má maximální hodnotu $I_{\max}$ a minimální hodnotu $I_{\min}$, pak stupeň koherence γ světla je definován vztahem

DEFINICE 4-2



$$\gamma = \frac{(I_{\max} - I_{\min})}{(I_{\max} + I_{\min})}.$$

Na obr. 4-16b) je znázorněna situace, kdy se v bodě A obě vlnění plně setkávají - jejich koherence je úplná a stupeň koherence roven jedné.

Konečně na obr. 4-16c) je obecný případ, kterým je částečná koherence obou vlnění, v tomto případě je stupeň koherence mezi nulou a jedničkou ($0 < \gamma < 1$).

Nyní již můžeme přistoupit k formulaci 2. podmínky koherence světla. Z následujícího obrázku

a výše uvedených skutečností vyplývá, že obě vlnění se v bodě A setkají, jestliže rozdíl vzdáleností x_1, x_2 zdrojů vlnění od místa interference je menší než koherenční délka Δs_k vlnění:

$$|x_1 - x_2| < \Delta s_k \quad (4-15)$$

Vztah 4-15 je tedy matematickým vyjádřením 2. podmínky koherence svou světelných zdrojů.

POZNÁMKA:

Platí, že čím více monochromatické záření světelný zdroj poskytuje, tím koherentnějším zdrojem je.

3. podmínka koherence

Tato podmínka koherence se týká klasických (tj. přirozených) zdrojů světla. Podmínka říká, že velikost koherentního světelného zdroje musí být daleko menší než je vlnová délka zdrojem produkovaného světla.



SAMOSTATNÝ ÚKOL 4

Vysvětlete, proč by nesplnění podmínky vedlo až k nekoherenci světelných zdrojů.

POZNÁMKA:

Koherentní zdroje světla můžeme získat:

1. použitím (nejlépe sychronních) laserů
 2. z klasických zdrojů světla dvěma metodami:
 - a) metodou dělení vlnoplochy
 - b) metodou dělení amplitudy světla.
-

4.3.4 Youngův pokus - interference světla dvou zdrojů

Jedná se o jeden z historicky slavných fyzikálních pokusů, kterým bylo poprvé jednoznačně prokázáno, že světlo je vlněním (viz dualismus světla výše). Pokus provedl poprvé v roce 1807 Thomas Young.



OTÁZKY

Čím Youngův pokus prokazuje, že světlo je vlněním?

Klasické Youngovo uspořádání vidíme na následujícím obrázku:

Obrázek 4-17: Youngův pokus

V obrázku světlo ze zdroje Z dopadá na neprůhlednou překážku, ve které je malý kruhový otvor KO . Dále se experimentu účastní jen světlo, prošlé tímto malým otvorem. Kruhový otvor KO se podle Huygensova principu stává sekundárním zdrojem vlnění, ze kterého se světlo šíří v kulových vlnoplochách za překážku a dopadá na další neprůhlednou překážku, ve které jsou dvě rovnoběžné štěrby S_1 a S_2 (štěrby jsou umístěny symetricky vzhledem k optické ose o sestavy a jsou kolmé na rovinu obrázku). Štěrbiny S_1 a S_2 se opět dle Huygensova principu stávají sekundárními zdroji vlnění, takže od každé z obou štěrbin se světlo šíří v podobě v podstatě válcových vlnoploch (pokud by byly štěrby nekonečně dlouhé, byly by to opravdu čistě válcové vlnoplochy) směrem ke stínítku St , na kterém se světla od obou zdrojů (tj. od obou štěrbin S_1 a S_2) setkávají. Na stínítku St se tedy musí objevit světelný obrazec, který je výsledkem složení světla ze dvou zdrojů S_1 a S_2 . A protože uspořádání dle obr. 4-17 zaručuje, že obě skládaná světla jsou koherentní, je skládání světla na stínítku nikoli pouhou obyčejnou superpozicí světla (tj. sečtením osvětlení jako když např. v místnosti svítí dvě žárovky a nad stolem se jejich světlo skládá - sčítá), ale interferencí, takže vzniká interferenční obrazec (tak jsme takový výsledek interference již dříve nazvali).

Nyní jednoduchým matematickým rozbořem situace zjistíme, jak náš interferenční obrazec přesně vypadá. Již z dřívějšíka víme, že výsledek interference světla ve zvoleném konkrétním bodě interferenčního obrazce je dán optickým dráhovým rozdílem δ

$$\delta = x_1 - x_2, \text{ je-li } x_1 > x_2, \quad (4-16)$$

kde x_1 a x_2 jsou vzdálenosti vyznačené v obr. 4-17. Protože pokus probíhá ve vzduchu, můžeme optický dráhový rozdíl nahradit pouhým geometrickým dráhovým rozdílem.

OTÁZKY



Vysvětlete, jak je v Youngově pokusu dle obr. 4-17 zajištěno, že skládaná světla jsou koherentní.

Vysvětlete, proč můžeme použít geometrický dráhový rozdíl místo optického (viz text výše)?

*Výpočet dráhového rozdílu pro interferenci světla ve zvoleném bodě Y_n :
(4-18):*

Odvozením 4-18 jsme pro dráhový (i optický) rozdíl interferujících vln v bodě Y_n dostali výraz

$$\delta = y_n \frac{a}{L}, \quad (4-17)$$

kde L je vzdálenost stínítka od roviny štěrbin, a je vzájemná vzdálenost obou štěrbin, viz obr. 4-17.

Proč jsme dráhový rozdíl δ počítali? Protože jeho hodnota určuje, zda v uvažovaném bodě (tj. bodě, kterého se konkrétní δ týká) bude plné světlo (tj. maximum interference nebo také konstruktivní interference), naprostá tma (tj. minimum interference nebo také destruktivní interference) nebo něco mezi tím.

Maximum interference světla nastane, jestliže pro δ platí:

$$\delta = 2n \frac{\lambda}{2}; \text{ kde } n=0,1,2,\dots, \quad (4-18)$$

minimum interference pak pro δ

$$\delta = (2n+1) \frac{\lambda}{2}; \text{ kde } n=0,1,2,\dots. \quad (4-19)$$

Ze vztahu 4-17 a obrázku 4-17 vyplývá, že dané δ odpovídá nejen bodu Y_n , ale celé úsečce, která svou délkou odpovídá délce štěrbin S_1 a S_2 (obě štěrbiny jsou kolmé na rovinu obrázku). Znamená to, že maxima i minima interference (určená vztahy 4-18 a 4-19) mají podobu interferenčních proužků. Následujícím výpočtem ukážeme, že tyto proužky jsou ekvidistantní a spočteme jejich vzdálenost:

Při výpočtu vyjdeme ze vztahu 4-17 pro dráhový rozdíl δ interferujících vln.

Výpočet vzdálenosti Δy mezi maximy interferogramu 4-19:

Vidíme, že sousední interferenční maxima (tj. nejsvětlejší proužky) mají pro libovolnou dvojici sousedních světlých proužků vždy jednu a tutéž stejnou vzdálenost Δy nezávislou na řádu proužku n , jelikož pro Δy jsme odvodili vztah:

$$\Delta y = L \frac{\lambda}{a}, \quad (4-20)$$

kde λ je vlnová délka světla, a je vzdálenost středů štěrbin v obr. 4-17.

Mohla by vzniknout otázka, jestli v Youngově pokusu bude interferenční obrazec na stínítku vznikat při libovolné velké šířce b obou štěrbin. Troufám si tvrdit, že ze zkušenosti z běžné praxe se dá snadno usoudit, že nikoli, že šířka štěrbin tedy je shora omezena. Jednoduchou úvahou se dá ukázat, že šířka b štěrbin musí vyhovovat podmínce:

$$b \leq \frac{1}{2} \lambda \frac{L}{a}. \quad (4-21)$$

4.3.5 Metody získání koherentních zdrojů světla

Pro vznik interference světla potřebujeme mít k dispozici koherentní zdroje světla. V Youngově pokusu byly koherentními dvě rovnoběžné štěrby (obr. 4-17). Metod získání (dvou) koherentních zdrojů světla je více, v principu je můžeme členit na:

a) **metody dělení vlnoplochy** - zde se světelná vlnoplocha ze zdroje vhodným způsobem rozdělí na dvě vlnoplochy, ty pak odpovídají dvěma koherentním zdrojům světla,

b) **metody dělení amplitudy** světla - zde se vhodným způsobem rozdělí amplituda světelné vlnoplocha zdroje světla, čímž vzniknou dvě vlnoplochy, které pak odpovídají dvěma koherentním zdrojům světla.

Následující obrázky ilustrují několik nejpoužívanějších metod získání koherentních zdrojů světla:

Obrázek 4-20: Metoda Fresnelova zrcadla

Koherentními zdroji světla jsou oba vytvořené obrazy, tj. Z', Z'' .

Obrázek 4-21: Metoda Fresnelova dvojhranolu

Koherentními zdroji světla jsou opět oba vytvořené obrazy, tj. Z', Z'' .

Obrázek 4-22: Metody Billetovy dvojčočky

Koherentní zdroje světla jsou tentokrát skutečné - jsou to dva skutečné obrazy Z', Z'' .

Obrázek 4-23: Metoda Lloydova zrcadla

Tentokrát je jeden koherentní zdroj skutečný (to je zdroj Z) a druhý neskutečný (zdroj Z').

Obrázek 4-24: Metoda rozdělovací destičky

Také touto metodou získáme dvě koherentní vlny, jedna z nich je vlnou odraženou na planparalelní destičce (jí odpovídá paprsek 1 v obrázku 4-24), druhá z nich je vlnou, která planparalelní destičkou prošla (té odpovídá paprsek 2 v tomtéž obrázku).

4.3.6 Interference světla od dvou koherentních zdrojů

Při interferenci světla dvou koherentních zdrojů se v každém bodě interferenčního obrazce setkávají vlnění obou zdrojů, jak to při takovémto setkání (tj. interferenci) vypadá v matematickém vyjádření, to právě je předmětem této podkapitoly.

a) vlnění postupují tímž směrem

Předpokládejme, že prostředí je bez absorpce a vlnění se šíří konstantní fázovou rychlostí ze dvou koherentních zdrojů Z_1 a Z_2 do bodu X , ve kterém dochází k jejich interferenci, obr. 4-25:

Obrázek 4-25: Souhlasně postupující vlnění

V odvození 4-26, které následuje, nejprve vyjádřím okamžité výchylky obou vlnění, následuje složení obou vlnění, z jehož výsledku vidíme, že jde opět o harmonické vlnění s amplitudou A a počáteční fází φ , obě tyto veličiny si vyjádříme a stanovíme, kdy nastane maximum a kdy minimum interference. Potom vycházejí ze známé skutečnosti, že intenzita vlnění je přímo úměrná čtverci amplitudy A vlnění, vyjádříme intenzitu I výsledného vlnění.

Odvození 4-26 intenzity výsledného vlnění pro 2 vlny postupující
tímtéž směrem

Pro intenzitu I výsledného vlnění (čili pro intenzitu světla ve vzniklém interferogramu) jsme tedy obdrželi výraz

$$I = I_o \cos^2 \frac{(\Delta\varphi)}{2} , \quad (4-22)$$

kde I_o je maximální intenzita a $\Delta\varphi$ je rozdíl počátečních fází interferujících vlnění. Grafické vyjádření vztahu 4-22 je následujícím obrázkem

*Obrázek 4-27: Intenzita světla dvou - vlnění
tímtéž směrem*

Vidíme, že výsledkem interference dvou koherentních světelných vln postupujících tímže směrem je opět harmonická **postupná** vlna.

a) vlnění postupující proti sobě

Výsledkem bude **stojaté** vlnění, ukážeme to vycházejí z uspořádání dle obr.

Obrázek 4-28: Interference proti sobě postupujících vlnění

Vyjádříme stav vlnění v bodě M (viz obrázek) - nejprve pro vlnu vycházející přímo ze zdroje Z

$$y_1 = A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) \quad (4-23)$$

a také pro vlnu, která vyšla ze zdroje Z , dospěla až na rozhraní zakreslení v obr. 4-28, na něm se odrazila a nyní právě dospěla rovněž do bodu M

$$y_2 = A \sin 2\pi \left[\frac{t}{T} - \frac{(x + 2x_1)}{\lambda} - d \right] , \quad (4-24)$$

kde d je činitel, vyjadřující změnu fáze vlny při odrazu, význam ostatních písmen je patrný z obr. 4-28 nebo je zcela zřejmý.

Pro činitel odrazu d platí:

- a) při odrazu na opticky hustším prostředí je $d = \frac{1}{2}$ a fáze vlnění se mění o π , tj. na opačnou,
- b) při odrazu na opticky řidším prostředí je $d = 0$ a fáze vlnění se nemění.

Výsledné vlnění v bodě M je dáno superpozicí obou vlnění, takže platí:

$$y = y_1 + y_2 = \rho \sin 2\pi \left[\frac{t}{T} - \frac{L}{\lambda} - \frac{d}{2} \right] , \quad (4-25)$$

kde ρ je amplituda vlnění, pro kterou platí

$$\rho = 2A \cos 2\pi \left(\frac{x_1}{\lambda} + \frac{d}{2} \right) . \quad (4-26)$$

Podíváme-li se na poslední dva vztahy, vidíme, že amplituda výsledného vlnění v bodě M nezávisí na čase, což znamená, že amplituda výsledného vlnění je v (každém zvoleném) bodě M pořád stejná a proto je výsledné **vlnění stojaté**. Naše stojaté vlnění tedy má v čase neměnné rozložení amplitudy (a intenzity) podél osy x v obr. 4-28. Ze vztahu 4-26 pro tuto amplitudu vyplývá, že v některých bodech osy x bude tato amplituda nabývat své maximální hodnoty, v jiných bodech bude mít trvale nulovou hodnotu.

Výsledkem interference dvou vln postupujících proti sobě (v našem případě je to vlna postupující a vlna odražená) je tedy stojaté vlnění a v čase stacionární interferogram.



OTÁZKY

Předpokládejme, že v uspořádání dle obr. 4-28 postupuje podél osy x zleva doprava rovinná vlna, která se na zakresleném rozhraní odrazí. Jaký bude výsledný interferogram?

4.3.7 Interference světla na planparalelní vrstvě

Planparalelní vrstva je ohraničena dvěma rovnoběžnými rovinami a má tloušťku d . Předpokládejme, že mezi tloušťkou vrstvy a vlnovou délkou λ dopadajícího světla platí vztah

$$d > \lambda . \quad (4-27)$$

Kdyby totiž výše uvedená podmínka splněna nebyla, hovořili bychom o tenké vrstvě, na které je interference světla složitější než na vrstvě planparalelní, jelikož se interference účastní více paprsků než v případě tenké vrstvy, ilustrace pro interferenci v odraženém světle je na obr. 4-29

Obrázek 4-29: Interference na planparalelní a tenké vrstvě

Předpokládáme, že rovinná světelná vlna dopadá shora na naši vrstvu tloušťky d . Při dopadu se světlo na horní stěně vrstvy částečně odráží, částečně prochází dovnitř vrstvy a dopadá na spodní stranu vrstvy, kde se opět zčásti odráží a zčásti láme ven do vrstvy obklopujícího vnějšího prostředí.

Nyní zvažme interferenci světla v bodě A:

Do bodu A dopadá paprsek I , který se zčásti odráží jako paprsek I' . S paprskem I' bude interferovat paprsek $2''$, který předtím dvakrát prošel tloušťkou celé vrstvy. V případě, že tloušťka vrstvy bude splňovat podmínku 4-27, bude paprsek $3'''$ (který je také v obr. 4-29 zakreslen) čtyřmi průchody vrstvou již značně zeslaben, takže ho můžeme zanedbat. V případě tenké vrstvy je naopak třeba počítat s tím, že interference se účastní více než dva paprsky (jelikož absorpce tenčí vrstvy je menší), tedy i náš paprsek $3'''$. Pro názornost jsou intenzity paprsků I' , $2''$ a $3'''$ zakresleny v následujícím obrázku:

Obrázek 4-30: Intenzity interferujících paprsků

OTÁZKY



Z intenzit paprsků I' , $2''$ a $3'''$ rozhodněte, zda se obrázek 4-30 týká interference na tenké či planparalelní vrstvě (ve smyslu výše zavedené terminologie).

Nyní již prostudujeme interferenci světla na planparalelní vrstvě tloušťky $d > \lambda$ (λ je vlnová délka použitého světla)- viz obr. 4-31

Obrázek 4-31: Interference dvou koherentních vln v odraženém světle.

Předpokládejme, že na vrstvu dopadají dvě koherentní vlny, kterým odpovídají zakreslené paprsky 1 a 2 . Námi sledované interference v odraženém světle se účastní paprsek $1'$ a paprsek $2''$. V odvození, které následuje, budeme postupovat podobně jako v Youngově pokusu - vyjádříme optický dráhový rozdíl δ mezi paprsky $1'$ a $2''$, a to v závislosti na úhlu dopadu ε paprsků 1 , 2 na naši planparalelní destičku.

Odvození 4-32 optického dráhového rozdílu δ interferujících paprsků

Zjistili jsme, že optický dráhový rozdíl δ interferujících paprsků je roven

$$\delta = 2d \sqrt{n_1^2 - n_2^2 \sin^2 \varepsilon} \quad , \quad (4-28)$$

kde n_1 je index lomu planparalelní destičky a n_2 je index lomu okolního (tj. destičku obklopujícího) prostředí.

Nyní provedeme diskusi vztahu 4-28 a zjistíme, kdy nastává maximum a kdy minimum interference:

1) předpokládejme, že pro indexy lomu destičky a okolního prostředí platí vztahy dle obr. 4-33

Obrázek 4-33:

Maximum interference pak nastává pro:

$$\delta = (2k+1) \frac{\lambda}{2} \quad ; \quad k=0,1,2,3, \dots$$

a minimum interference pro:

$$\delta = 2k \frac{\lambda}{2} \quad ; \quad k=0,1,2,3, \dots$$

2) necht' pro indexy lomu destičky a okolního prostředí platí relace dle obr. 4-34

Obrázek 4-34:

Maximum interference nastává pro:

$$\delta = (2k+1) \frac{\lambda}{2} \quad ; \quad k=0,1,2,3, \dots$$

minimum interference pro:

$$\delta = 2k \frac{\lambda}{2} \quad ; \quad k=0,1,2,3, \dots$$

3) poslední variantou necht' je situace na obr. 4-35

Obrázek 4-35:

Tentokrát maximum dostáváme pro:

$$\delta = 2k \frac{\lambda}{2} \quad ; \quad k=0,1,2,3, \dots$$

a minimum pro:

$$\delta = (2k+1) \frac{\lambda}{2} \quad ; \quad k=0,1,2,3, \dots$$

OTÁZKY



Předpokládejme, že skleněnou planparalelní destičku umístěnou ve vzduchu osvětlíme modrým monochromatickým světlem a pro optický dráhový rozdíl δ interferujících odražených paprsků platí: a) $\delta = \lambda$, b) $\delta = \frac{5}{2}\lambda$, c) $\delta = 10\lambda$. Jak se v jednotlivých případech jeví naše planparalelní destička v odraženém a jak v prošlém světle? Všechna tvrzení zdůvodněte!



V předchozích úvahách byla tloušťka d planparalelní destičky konstantní, taková destička se pak při osvětlení monochromatickým světlem jeví v odraženém světle celá stejně světlá či tmavá.

KONTROLNÍ OTÁZKA 1



Jak se při osvětlení monochromatickým světlem jeví v odraženém světle destička, jejíž tloušťka se nepravidelně mění?



ÚKOL K ZAMYŠLENÍ 4

Jak se bude planparalelní destička tloušťky d jevit v barevném (např. bílém) světle?

POZNÁMKA: Pro propuštěné světlo není interference výrazná, protože velikosti amplitud interferujících paprsků bývají značně rozdílné. Podmínky pro maximum a minimum jsou "opačné" než ve světle odraženém.

4.3.8 Newtonovy a Heidingerovy proužky (kroužky)

Pravidelný interferogram dostaneme ve dvou případech

- a) tloušťka d destičky se pravidelně mění - pak dle situace dostaneme Newtonovy proužky nebo kroužky
- b) úhel dopadu ε se pravidelně mění - pak, opět dle situace, dostaneme Heidingerovy proužky nebo kroužky.

a) Newtonovy proužky (kroužky)

Newtonovy proužky vznikají např. na této vrstvě:

Obrázek 4-36: Newtonovy proužky

Newtonovy kroužky vznikají na tzv. Newtonových sklech (ploskovypuklá čočka položená na planparalelní desce)

Obrázek 4-37: Newtonovy kroužky

Newtonovy kroužky v obr. 4-37 jsou nakresleny pro odražené světlo (tj. pro pozorování v odraženém světle). Pro propuštěné (lomené) světlo by světlé proužky byly tmavými atd. V barevném světle by byl každý světlý proužek vykreslen ve všech spektrálních barvách (od fialové až po červenou).

Nyní prostudujeme Newtonovy kroužky, které vzniknou, jestliže Newtonova skla umístěné ve vzduchu o indexu lomu n_1 osvětlíme kolmo shora **jednobarevným** světlem dle následujícího obrázku:

Obrázek 4-38: Interference na Newtonových sklech

Vidíme, že poloměr ploskovypuklé čočky je R , index lomu Newtonových skel je n_2 .

Interference na Newtonových sklech probíhá tak, že paprsek odražený na spodní straně čočky interferuje s paprskem odraženým na horní stěně destičky - aktivní vrstvou je tedy vzduchová vrstva tloušťky d v místě, zvoleném v obr. 4-38.

Z obr. 4-38 vyplývá, že z Euklidovy věty o výšce pravoúhlého trojúhelníka můžeme psát:

$$\rho^2 = d(2R - d) \quad (4-29)$$

a pro $d \ll 2R$ pak

$$\rho^2 = 2Rd, \quad (4-30)$$

kde ρ je poloměr kroužku (zatím nevíme, zda světlého či tmavého) odpovídajícího tloušťce d vzduchové vrstvy.

Optický dráhový δ interferujících paprsků se v odraženém světle vytvoří takto: dopadající paprsek projde sploskovypuklou čočkou a dále se chová takto:

1. na její spodní stěně se částečně odrazí - to je **první paprsek** účastníci se naší interference

2. zčásti pronikne do vzduchové vrstvy tloušťky d mezi Newtonovými skly, touto vrstvou projde a částečně se odrazí na horní ploše planparalelní desky Newtonových skel, a to s opačnou fází, protože jde o odraz na opticky hustším prostředí. Potom znovu projde naší vzduchovou vrstvou tloušťky d a jako **druhý paprsek** účastníci se interference vstupuje spodní stěnou do ploskovypuklé čočky.

Oba paprsky se tedy setkají na spodní stěně ploskovypuklé čočky, protože jsou koherentní, tak spolu interferují a společně (jako interferenční výsledek) projdou nahoru sploskovypuklou čočkou až vystoupí z Newtonových skel zpět do vzduchu, kde je pozorujeme jakožto výsledek interference (v odraženém světle).

Z předchozího výkladu dostáváme pro optický dráhový rozdíl δ obou interferujících paprsků vztah

$$\delta = 2n_1d + \frac{\lambda}{2} \quad (4-31)$$

Maximum interference samozřejmě nastává tehdy, je-li optický dráhový rozdíl interferujících paprsků roven sudému počtu půlvln, tj.

$$\delta = 2k \frac{\lambda}{2}, \quad (4-32)$$

kde $k=0,1,2,3,\dots$.

Pro stanovení poloměrů světlých interferenčních kroužků nejprve porovnáme δ určená vztahy 4-31 a 4-32, čímž dostaneme:

$$2n_1d = (2k-1) \frac{\lambda}{2}. \quad (4-33)$$

Nyní dosadíme do 4-33 ze 4-30 a pro poloměry ρ světlých kroužků konečně máme:

$$\rho = \sqrt{\frac{R\lambda}{2n_1}(2k-1)}, \quad (4-34)$$

$k=0,1,2,3,\dots$, kde k je **řád** kroužku, takže mluvíme o světlém kroužku prvního, druhé atd. řádu.

Analogicky postupem můžeme odvodit pro poloměry tmavých kroužků v odraženém světle výraz:

$$\rho = \sqrt{\frac{R\lambda}{2n_1}(2k)}, \quad (4-35)$$

$k=0,1,2,3,\dots$, kde k je řád, tentokrát vždy příslušného tmavého kroužku.

SAMOSTATNÝ ÚKOL 5



Ze vztahů 4-34 a 4-35 vyjádřete poloměry prvních tří světlých a tří tmavých kroužků a odpovězte na otázku: střed interferogramu je tmavý nebo světlý? - odpověď zdůvodněte.

Vidíme, že výsledkem interference na Newtonových sklech v jednobarevném světle je interferogram tvořený střídavě světlými a tmavými kroužky.

Interference na Newtonových sklech má i své praktické využití, a to např. ke kontrole sférickosti ploch a v laboratořích k měření vlnové délky světla. Experimentální uspořádání pro demonstraci Newtonových kroužků je na obr. 4-39:

Obrázek 4-39: Experimentální uspořádání pro demonstraci Newtonových kroužků



OTÁZKY

Vysvětlete, jak se dá interference světla na Newtonových sklech využít k měření vlnové délky světla.



ÚKOL K ZAMYŠLENÍ 5

Jak by se interference světla na Newtonových sklech dopadla, kdybychom místo monochromatického světla použili světlo složené, např. bílé?

POZNÁMKA:

Newtonovy kroužky v propuštěném barevném světle jsou méně výrazné a jeví se v barvách doplňkových.

b) Heidingerovy proužky (kroužky)

Heidingerovy proužky (kroužky) jsou nazývány proužky (kroužky) stejného sklonu. Vznikají opět interferencí světla, a to např. na planparalelní vzduchové vrstvě tloušťky d tehdy, jestliže uspořádáním experimentu zajistíme, že úhel dopadu ϵ paprsků se postupně pravidelně mění - příkladem takového uspořádání je sestava na následujícím obr. 4-40

Obrázek 4-40: Sestava pro pozorování Heidingerových kroužků stejného sklonu.

Dvě (planparalelní) destičky leží na černém podkladu, mezi nimi je planparalelní mezera tloušťky d . Funkce sestavy (chod světla) je zřejmá z obrázku, podstatný a zajímavý je zde (v obr. vyznačený) otvor v rovinném zrcadle, který právě zaručuje výše popsanou změnu úhlu ε - do oka totiž vstupují (z na planparalelní destičku shora dopadající rovinné vlny) pouze takové paprsky, které po interferenci na planparalelní vrstvě mezi destičkami oko vidí průhledem přes otvor v zrcadle. Výsledkem jsou interferenční kroužky, odpovídající paprskům stejného sklonu, tj. v našem případě Heidingerovy kroužky.

SAMOSTATNÝ ÚKOL 6



V teoretickém cvičení z optiky proveďte matematický rozbor Heidingerových kroužků, tj. stanovte úhlové poloměry světlých a tmavých kroužků (za předpokladu osvětlení jednobarevným světlem).

4.3.9 Interferometry

Jedná se o přístroje, které interferenci světla využívají k přesným měřením. Dělí se do tří skupin:

1. interferenční komparátory
2. interferenční refraktometry
3. interferenční spektroskopy.

a) interferenční komparátory

Slouží k nejpřesnějším měření malých délek (až desetin vlnové délky použitého světla). K nejstarším patří **Michelsonův interferometr**, jehož uspořádání a principiální optické schema je na následujícím obr. 4-41

Obrázek 4-41: Michelsonův interferometr

Paprsku ze zdroje je do dráhy vložena polopropustná planparalelní destička, na které se paprsek částečně odráží, částečně destičkou prochází (dochází k dělení amplitudy vlnoplochy paprsku), čímž vznikají dva koherentní paprsky, které se odrazí na zrcadlech Z_1, Z_2 a po odrazu či průchodu planparalelní destičkou spolu interferují a přes pozorovací dalekohled vstupují do oka pozorovatele. Pro optický dráhový rozdíl δ obou paprsků při použití značení z obr. 4-41 dostaneme

$$\delta = 2a - 2b - 2c, \quad (4-36)$$

příspěvek $2c$ vzniká proto, že do sestavy jsme pro možnost nastavení počátečního dráhového rozdílu obou paprsků vložili tzv. kompenzační destičku. (Tato destička je "nepovinnou" součástí Michelsonova interferometru.)

Maximum interference dostaneme, jestliže optický dráhový rozdíl δ obou paprsků dle vztahu 4-36 bude roven sudému počtu půlvln.

Michelsonův interferometr dle obr. 4-41 můžeme použít např. k měření vlnové délky λ světla: zrcadlo Z_2 je posuvné, jeho posunem se mění maximum v minimum a naopak, čímž se v pozorovaném obraze proužky posouvají. Předpokládejme, že při posunu zrcadla Z_2 o délku l došlo k posunu o k proužků. Potom platí

$$2l = k\lambda, \quad (4-37)$$

dvojka je v předchozím vztahu proto, že posun zrcadla Z_2 o vzdálenost rovnou polovině λ způsobí v obraze posun o jeden proužek (protože paprsek prochází vzdálenost l

dvakrát). Ze vztahu 4-37 tedy můžeme spočítat vlnovou délku světla λ , čímž je její stanovení užitím Michelsonova interferometru dokončeno.

b) interferenční refraktometry

Jde o přístroje, sloužící k přesnému měření indexu lomu n plynů a kapalin. Nejznámějším je Rayleighův refraktometr, jehož schema je na následujícím obr.

Obrázek 4-42: Rayleighův refraktometr

Jednou z hlavních částí Rayleighova refraktometru jsou dvě kyvety, každá z nich má délku l . Kyvetami procházejí koherentní světelné vlny, které spolu interferují v ohniskové rovině použitého objektivu, čímž vzniká interferogram v podobě světlých a tmavých interferenčních proužků. Tento interferogram pozorujeme okulárem.

Je-li v obou kyvetách stejná látka o indexu lomu n_1 , má interferogram jistý výchozí, řekněme referenční vzhled. Jestliže v jedné kyvetě látku vyměníme za látku měřenou o indexu lomu n_2 , interferogram se posune o k proužků, jelikož se změní optická dráha paprsku při průchodu měřenou látkou, která (obecně) má jiný index lomu než původní referenční látka. Z posunu interferenčního obrazce nyní spočteme index lomu n_2 měřené látky.

Předpokládejme, že optický dráhový rozdíl δ interferujících paprsků po průchodu kyvetami je

$$\delta = l(n_2 - n_1) \quad (4-38)$$

a po výměně referenční látky za látku měřenou došlo k posunu interferogramu o k proužků, což odpovídá změně $\delta = k\lambda$. Platí tedy

$$l(n_2 - n_1) = k\lambda, \quad (4-39)$$

z čehož spočteme hledaný index lomu měřené látky (plynu, kapaliny).

POZNÁMKA:

Přístroj je konstruován tak, že v zorném poli okuláru vidíme jak původní referenční interferogram, tak nový posunutý po vložení měřené látky.

c) interferenční spektroskopie

Interferenční spektroskopie slouží k získání spekter s vysokým rozlišením jejich jemné struktury, jsou tedy použitelné k podrobné analýze (spektrálního složení) složeného světla. Parametry spektroskopů se charakterizují jejich **rozlišovací schopností** R ,

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}, \quad (4-40)$$

kde $\Delta\lambda$ je nejmenší rozdíl vlnových délek, které je přístroj v okolí vlnové délky λ ještě zaregistrovat (zjistit).

Převrácenou hodnotou rozlišovací schopnosti R je rozlišovací mez r_{mez} přístroje:

$$r_{mez} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \quad (4-41)$$

Dále pouze vyjmenujme nejznámější a nejpoužívanější interferenční spektroskopie: Fabryův-Perotův, Michelsonova stupňovitá mřížka.

4.3.10 Princip holografie, úvod do holografie

Holografie je velmi zajímavou a perspektivní aplikací interference a vlnové optiky vůbec. Její snad nejlákavější schopností je, že dokáže vytvořit tzv. **úplný obraz** předmětu tím, že zcela plnohodnotně **zrekonstruuje** (tj. znovu vyrobí) původní předmětovou vlnu.

Pro názorné pochopení věci velmi stručné úvodní vysvětlení: díváme-li se v reálu kolem sebe, tak zrakové informace získáváme tak, že do našeho oka vstupuje tzv. **předmětová vlna**, která pochopitelně nese **informace o předmětu**, na který se právě díváme (pohled do přírody, do ulice, na Tv, na našeho oblíbeného jedince atd.). Předmětová vlna nese tzv. úplnou informaci o předmětu, žádnou jinou zrakovou informaci než tu, kterou nám předmětová vlna přináší, totiž nedostaneme. Naše úplná informace obsahuje jak **intenzitní** (tj. o jasech ploch či bodů předmětu), tak **fázové informace** o předmětu (z těch se při sledování téhož předmětu dvěma očima v centrální nervové soustavě člověka vytvoří prostorový vjem, **prostorový vjem** může vzniknout jen tehdy, vidí-li jedno oko mírně odlišný obraz než druhé oko - předmětová vlna vstupující do levého oka se liší od předmětové vlny vstupující do pravého

oka). V reálu tedy předmět vidíme tak, jak nám ho "ukazuje" předmětová vlna, která od něj přichází.

Nyní plně zpět k holografii - představme si, že reál již není k dispozici, tzn. náš pohled do přírody, do ulice atd. je pryč. Jak holografie zajistí, že přesto můžeme znovu plnohodnotně spatřit třeba i to, co již ani nemusí existovat? **Holografie** to zajistí tím, že **umí zrekonstruovat, tj. znovu vyrobit, původní předmětovou vlnu, takže ani nelze rozhodnout, zda se díváme na reálnou předmětovou vlnu (tj. na reál) či zda se díváme na holografickou rekonstrukci** původní předmětové vlny (tj. nikoli na reál, ale jeho dokonalou obnovu), protože při dokonalém provedení jsou obě předmětové vlny totožné. A protože obě (předmětové) vlny jsou totožné **vznikne i totožný prostorový vjem**.

V principech a možnostech holografie je jasno. Obtížnější je technická realizace jednotlivých situací. Znamé jsou např. dokonalé holografické expozice klenotů a jiných cenností, kdy se nevystavují skutečné předměty, ale jen jejich "holografické kopie". Když pak světlo laserů zhasne, nejsou v místnosti ani originální předměty, ani žádné jejich kopie.

V dalším, a to zejména pro zájemce, úvod do samých základů holografie.

PRO ZÁJEMCE 2



[Úvod do holografie je v samostatném PDF souboru zde \(13 stran\).](#)

4.4 Ohyb světla

Ohyb světla je další velmi zajímavou částí vlnové optiky. Ohyb - spolu s interferencí a polarizací - prokazuje, že světlo má vlnovou povahu. Jen vlnění totiž může vykazovat ohyb a chovat se tak, jak to světlo při ohybu činí. Pro úplnost připomínám, že světlo vykazuje dualismus - je příčným elektromagnetickým vlněním a kromě toho také proudem částic (fotonů).

Světlo (a obecně všechna vlnění) se prostorem šíří způsobem, který podrobně popisuje již dříve probraný Huygensův princip (šíření vlnění). Huygensův princip - jakožto obecný princip šíření vlnění - se, jak již víme z předchozí kapitoly, uplatňoval při popisu interferenčních jevů a uplatní se také při studiu ohybu (jak jinak, když je to obecný princip šíření vlnění).



DEFINICE 4-3

Ohyb je interference nekonečného počtu spojitě rozložených koherentních zdrojů.



DEFINICE 4-4

Jinak: Ohyb světla (vlnění) nastává, postupuje-li světlo (vlnění) po setkání s překážkou v jiných směrech než odpovídá zákonům jeho přímočarého šíření.

Ohyb vlnění (světla) nastává při setkání vlnění s překážkou vždy, zřetelný a dobře pozorovatelný je tehdy, jestliže překážka má rozměry, které jsou srovnatelné (tj. řádově stejné) s vlnovou délkou vlnění. Protože světlo má vlnovou délku řádově $1\ \mu m$, je i ohyb světla nejvýraznější na překážkách, jejichž rozměry jsou řádově $0,001\ mm$ (tisíciny milimetru). Překážkou může být: libovolný předmět, ale i otvor, kruhový terčik, šterbina, hrana, překážkou tedy nemusí být jen neprůhledný předmět.

Ohybové jevy rozdělujeme do dvou velkých skupin:

1. ohybové jevy v konečnu neboli Fresnelovy ohybové jevy
2. ohybové jevy v nekonečnu neboli Fraunhoferovy ohybové jevy.

Ohyb v konečnu nastává, jestliže jsou zdroj světla i pozorovací stínítko v konečné vzdálenosti od překážky.

Ohybový jev je Fraunhoferův, jestliže na překážku dopadá od zdroje svazek rovnoběžných paprsků, tj. rovinná vlna, a výsledek ohybu pozorujeme na stínítku umístěném v nekonečnu. Svazek rovnoběžných paprsků můžeme získat ze zdroje umístěného v konečné vzdálenosti od překážky užitím kolimační čočky a výsledný ohybový obrazec můžeme pozorovat v konečné vzdálenosti v ohniskové rovině pomocné čočky.

Fresnelovy ohybové jevy jsou z hlediska matematického řešení mnohem složitější než jevy Fraunhoferovy. Je to způsobeno tím (viz obr. 4-43), že v rovině překážky, kterou je na našem obrázku kruhový otvor, je fáze dopadajícího vlnění pro zobrazenou kulovou vlnoplochu bod od bodu různá.

Obrázek 4-43: Fresnelův ohyb na kruhovém otvoru.

To vede k tomu, že ani v nejjednodušších případech Fresnelova ohybu není možno nalézt obecné matematické řešení, nýbrž pouze řešení numerická. Naproti tomu nejjednodušší Fraunhoferovy ohybové jevy lze dobře matematicky spočítat, proto se v dalším budeme věnovat pouze jim.

Než se pustíme do rozboru Fraunhoferova ohybu na šterbině (který je nejjednodušším ohybovým jevem), podívejme se užitím vhodného experimentu (obr. 4-44), jaké **nejzákladnější rysy ohybových obrazců** můžeme obecně očekávat.

Obrázek 4-44: Fraunhoferův ohyb na kruhovém otvoru

Na obrázku 4-44 je znázorněn chod světla při ohybu na kruhovém otvoru, nás ale především zajímá (principiální) orientační náčrt výsledného ohybového obrazce na stínítku. Podstatné je na něm je především to, že obraz na stínítku neodpovídá předpokladům geometrické optiky, jelikož obraz na stínítku **není** rovnoměrně osvětleným kruhem odpovídajícím otvoru v překážce. Skutečný obraz, který na stínítku pozorujeme, má tyto vlastnosti:

1. není souvisle osvětlenou plochou
2. skládá se ze světlých a tmavých kroužků, které se na stínítku střídají
3. jas jednotlivých kroužků je různý

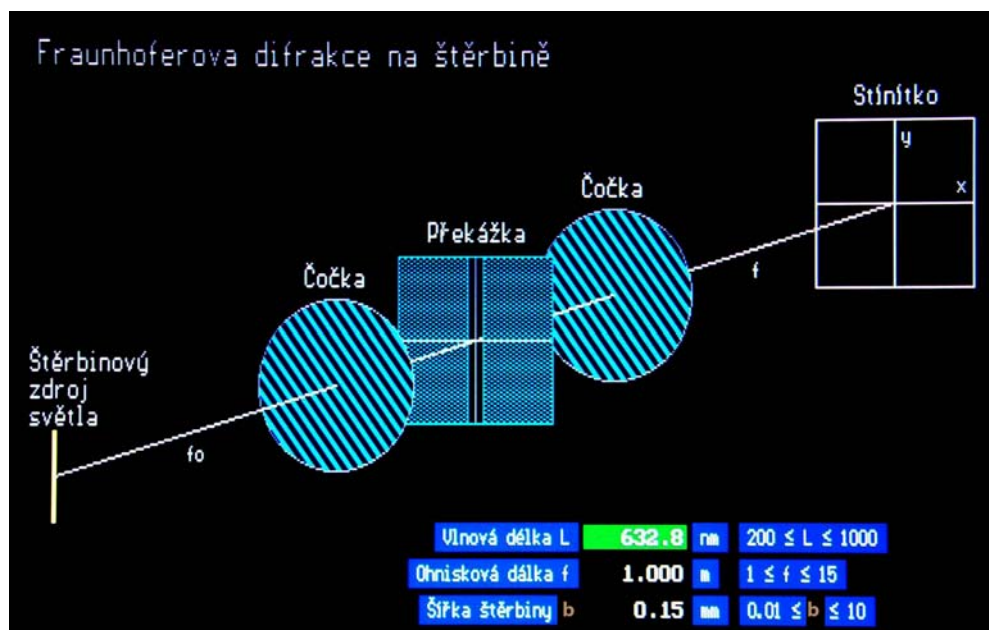
4. průměr největších viditelných kroužků přesahuje průměr otvoru v překážce - světlo se dostalo za hranice tzv. **geometrického stínu**

5. střed kruhu je tmavý, přestože je z něj přímý pohled na zdroj světla.

4.4.1 Fraunhoferův ohyb na štěrbině

Nejjednodušším ohybovým jevem je Fraunhoferův ohyb na štěrbině. Štěrbínou rozumíme obdélníkový otvor o šířce b a délce l v jinak neprůhledné rovině, obr. 4-45:

Obrázek 4-45: Uspořádání pro Fraunhoferův ohyb na štěrbině



Pro řešení ohybu na štěrbině budeme ohyb pokládat za interferenci světla nekonečného množství spojitě rozložených zdrojů a štěrbinu si rozčleníme na elementární štěrbin *dle následujícího obrázku 4-46*

Obrázek 4-46: Elementární štěrbin

Každá elementární štěrba z obr. 4-46 má délku l a šířku dx , takže její ploška dS je:

$$dS = l dx \quad (4-42)$$

a příspěvek této elementární štěrby k celkové amplitudě A světla, které celá štěrba vysílá (emituje) označme dA . Platí, že $dA \sim dS$ (je úměrné), takže

$$dA = K dx, \quad (4-43)$$

kde K je vhodná konstanta.

Amplitudu světla, které celá štěrba vysílá ve zvoleném (tj. studovaném) směru šíření dostaneme, když sečteme (všechny dílčí amplitudové) příspěvky dA od všech elementárních štěrbin, na které jsme si celou štěrbinu rozdělili. A protože u světla (a obecně každého vlnění) potřebujeme znát nejen velikost amplitudy vektoru $\vec{E}$, ale také jeho směr včetně orientace, nemůžeme sčítat příspěvky dA jako skaláry, ale musíme sčítat vektorově. Vektorové sčítání příspěvků dA provedeme tím, že budeme sčítat nikoli skaláry dA , ale komplexní amplitudy dA . Připomeňme, že pojem komplexní amplitudy $A_{\vec{E}}$ (dané veličiny, např. intenzity $\vec{E}$) je zaveden tak, že vektor amplitudy $\vec{A} = A_{\vec{E}}$ se promítne do os v Gaussově komplexní rovině (resp. totéž analogicky v prostoru) a vektor amplitudy je pak formou komplexní amplitudy zadán ve složkách.

SAMOSTATNÝ ÚKOL 7



Formou opakování si připomeňte komplexní vyjádření některých fyzikálních veličin a práci s ním.

V našem případě příspěvek dA od elementární štěrby vyjádříme ve složkách v Gaussově rovině dle obr. 4-47, φ je úhel, který dA svírá s reálnou osou C ,

Obrázek 4-47: Složky komplexní amplitudy

svislá imaginární osa je označena písmenem S .

Dostáváme

$$dC = dA \cos(\varphi) \quad (4-44)$$

$$dS = dA \sin(\varphi) \quad (4-45)$$

a dále

$$dA = \sqrt{dC^2 + dS^2} \quad (4-46)$$

$$\tan \varphi = \frac{dS}{dC} \quad (4-47)$$

a samozřejmě platí (jak již víme z dřívějška)

$$I \sim A^2, \quad dI \sim dA^2 \quad (4-48)$$

takže

$$dI \sim dC^2 + dS^2. \quad (4-49)$$

Nyní do připravených vztahů dosadíme z naší štěrbině - obr. 4-48:

Obrázek 4-48: Ohyb na štěrbině

V obr. 4-48 vidíme, že pro zvolený směr šíření - odpovídající ohybovému úhlu α - pro (optický) dráhový rozdíl δ interferujících paprsků (paprsek ze zakreslené štěrbině dx interferuje s paprskem středním) platí:

$$\delta = x \sin \alpha, \quad (4-50)$$

a tomu odpovídá fázový rozdíl φ interferujících paprsků

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \alpha \quad . \quad (4-51)$$

Dosazením fázového rozdílu φ do 4-44 a 4-46 pro složky amplitudy světla od elementární štěrby dostaneme

$$dC = dA \cos \varphi = K \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} x \sin \alpha \right] \quad , \quad (4-52)$$

$$dS = dA \sin \varphi = K \sin \left[\frac{2\pi}{\lambda} x \sin \alpha \right] \quad . \quad (4-53)$$

Integrací přes celou šířku štěrby b pro složky amplitudy světla ve směru ohybového úhlu α máme

$$C = \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} K \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} x \sin \alpha \right] dx \quad (\text{reálná složka}), \quad (4-54)$$

$$S = \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} K \sin \left[\frac{2\pi}{\lambda} x \sin \alpha \right] dx \quad (\text{imaginární složka}). \quad (4-55)$$

Provedením integrace 4-55 zjistíme, že pro imaginární složku amplitudy platí

$$S = 0 \quad , \quad (4-56)$$

takže zbývá pouze reálná složka amplitudy světla C , pro kterou po integraci vztahu 4-54 a elementární úpravě dostaneme

$$C = \frac{Kb}{\frac{\pi}{\lambda} b \sin \alpha} \sin \left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \alpha \right) \quad . \quad (4-57)$$

Vztah pro C zjednodušíme zavedením nové proměnné μ :

$$\mu = \frac{\pi b}{\lambda} \sin \alpha \quad (4-58)$$

a zohledníme, že $A=C$, takže pro výslednou amplitudu ohybu ve směru ohybového úhlu α dostáváme

$$A = Kb \frac{\sin \mu}{\mu} . \quad (4-59)$$

Užitím 4-48 konečně dostaneme pro intenzitu světla ve směru α

$$I = I_o \left(\frac{\sin \mu}{\mu} \right)^2 , \quad (4-60)$$

kde ohybový úhel α je určen nově zavedenou proměnnou μ , tj. vztahem 4-58.

Výsledek interference znázorníme graficky - obr. 4-49

Obrázek 4-49:

Na obr. 4-49 vidíme:

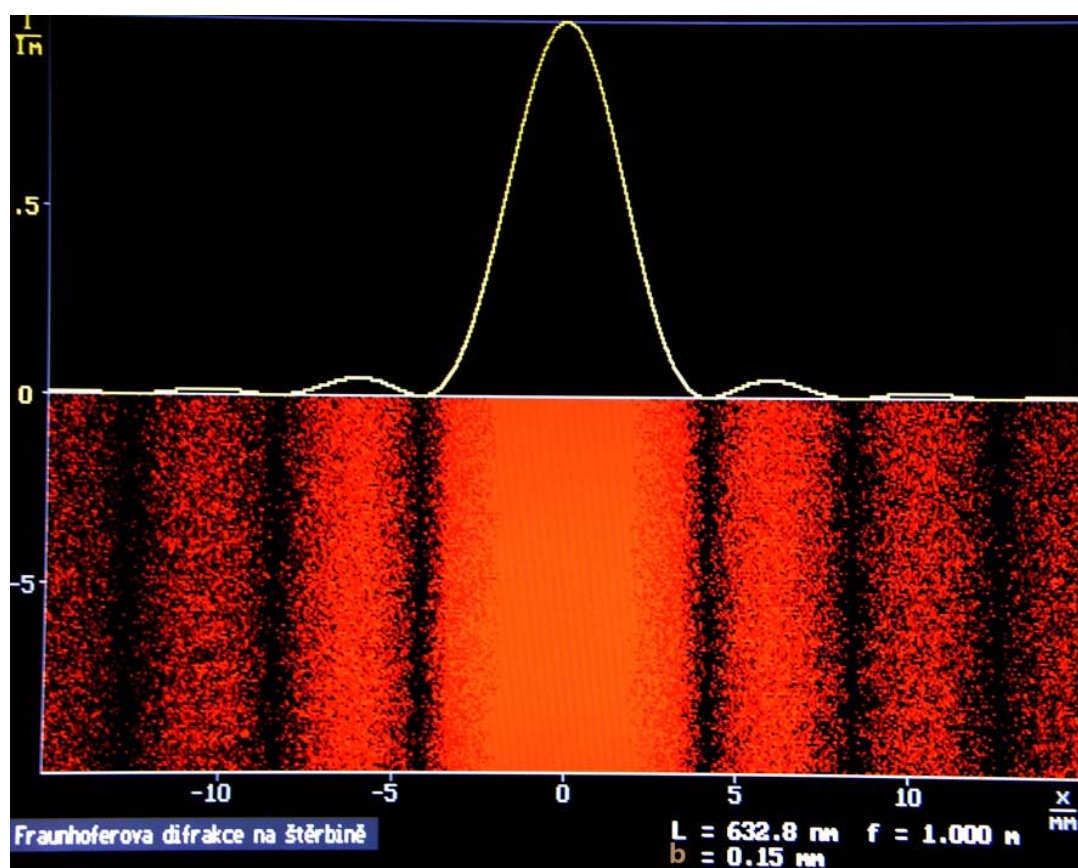
1. Světlo se při ohybu na šterbině opravdu dostalo (rozšířilo) i do oblasti geometrického stínu, neboť interferogram má mnohem větší výšku, než odpovídá šířce b šterbiny.

2. Vlastní interferogram je tvořen soustavou světlých a tmavých proužků. Ve středu interferogramu, který odpovídá přímému průhledu přes šterbinu, se nachází maximum 0-tého (nultého) řádu, dále je interferogram symetrický na obě strany. Na obou stranách od 0-tého maxima postupně nalezneme střídající se ohybová minima a maxima tj. ohybové minimum střídají minima prvního řádu (na jednu stranu minimum 1. řádu, na druhou -1. řádu), ohybové maximum 1. řádu (na druhou stranu -1. řádu), minimum 2. řádu (-2. řádu), maximum 3. řádu (-3. řádu) atd.

3. Maxima a minima v interferogramu se samozřejmě liší svým jasnem, tj. intenzitou světla, které je vytváří. Průběh intenzity světla interferogramu vidíme v pravé části obrázku - nejintenzivnější je 0. maximum, intenzity maxim klesají s rostoucím řádem maxim.

Nyní vyšetříme průběh intenzity světla v interferogramu (vztah 4-60) podrobněji – viz obr. 4-50:

Obrázek 4-50: Fraunhoferův ohyb štěrbině, $\lambda = 632,8 \text{ nm}$



Obrázek 4-50 ilustruje průběh intenzity pro zvolený případ Fraunhoferova ohybu na štěrbině, parametry ohybu jsou uvedeny přímo v obrázku, f je ohnisková vzdálenost pomocné čočky, v jejíž ohniskové rovině je stínítko.

Připomeňme vztah 4-60, udávající závislost intenzity světla v ohybovém interferogramu v závislosti na proměnné μ (tj. nepřímo ohybovém úhlu):

$$I = I_0 \left(\frac{\sin \mu}{\mu} \right)^2 .$$

Z výše uvedeného vztahu vidíme, že:

1. ohybové maximum 0.tého, tj. **hlavní maximum** nastává pro $\mu=0$

2. **minima** nastávají, je-li $\sin \mu=0$ a zároveň $\mu \neq 0$, tj. pro

$$\mu = k\pi, \quad k=1,2,3,\dots$$

3. **vedlejší maxima** nastávají pro

$$\frac{dI}{d\mu} = 0,$$

tj. pro μ vyhovující transcendentní rovnici

$$\tan \mu = \mu. \quad (4-61)$$

Řešením rovnice 4-61 pro vedlejší maxima dostaneme tyto hodnoty μ :

$$\text{vedl. maximum 1. řádu: } \mu_1 = 1,43\pi \approx \frac{3}{2}\pi,$$

$$\text{vedl. maximum 2. řádu: } \mu_2 = 2,46\pi \approx \frac{5}{2}\pi,$$

$$\text{vedl. maximum 3. řádu: } \mu_3 = 3,47\pi \approx \frac{7}{2}\pi$$

atd.

Pro **úhlovou pološířku** hlavního ohybového proužku můžeme ze vztahu

$$\pi = \frac{\pi b}{\lambda} \sin \alpha, \quad (4-62)$$

který jsme získali dosazením hodnoty π prvního ohybového minima za μ dostat:

$$\sin \alpha = \frac{\lambda}{b}. \quad (4-63)$$

4.4.2 Fraunhoferův ohyb na kruhovém otvoru

Poněkud složitější je matematická analýza ohybu na kruhovém otvoru, situace je na obr. 4-51.

Obrázek 4-51: Fraunhoferův ohyb na kruhovém otvoru.

SAMOSTATNÝ ÚKOL 8

Analogickým postupem jako v případě Fraunhoferova ohybu na štěrbině proveďte – např. ve cvičení - odvození následujícího vztahu pro intenzitu světla v interferogramu získaném ohybem na kruhovém otvoru.

$$I = I_o \cdot \left[1 - \frac{\tau^2}{2 \cdot 4} + \frac{\tau^4}{2 \cdot 4^2 \cdot 6} - \frac{\tau^6}{2 \cdot 4^2 \cdot 6^2 \cdot 8} + \dots \right]^2, \quad (4-64)$$

kde

$$\tau = \frac{2\pi}{\lambda} r \sin \alpha = \frac{\pi D}{\lambda} z \sin \alpha \quad (4-65)$$

je v průběhu výpočtu zavedená proměnná, postihující jak ohybový úhel α , tak průměr kruhového otvoru D .

Intenzitu, danou vztahem 4-64, můžeme elegantněji vyjádřit pomocí tzv. Besselovy funkce 1. řádu, definované vztahem

$$2J_1(\tau) = \tau - \frac{\tau^3}{2 \cdot 4} + \frac{\tau^5}{2 \cdot 4^2 \cdot 6} - \frac{\tau^7}{2 \cdot 4^2 \cdot 6^2 \cdot 8} + \dots, \quad (4-66)$$

takže

$$I = I_o \cdot \left(\frac{2J_1(\tau)}{\tau} \right)^2. \quad (4-67)$$

Na následujícím obrázku jsou opět porovnány 2 parametry – velikost překážky (v našem případě průměr kruhového otvoru) a rozměry ohybového obrazce (tj. získaného viditelného interferogramu).

Obrázek 4-52:

Úhlový poloměr centrální ohybové plošky můžeme spočítat ze vztahu 4-65, jestliže dosadíme za τ odpovídající prvnímu ohybovému minimu, tj. dosazením $\tau=3,832$ do $\tau = \frac{\pi D}{\lambda} \sin \alpha$:

$$\sin \alpha = 1,22 \cdot \frac{\lambda}{D} \quad (4-68)$$

a je-li D velké, pak

$$\alpha = 1,22 \cdot \frac{\lambda}{D} , \quad (4-69)$$

což dává velmi důležitý závěr:



K ZAPAMATOVÁNÍ 3

Obrazem bodu je kruhová ploška s úhlovým poloměrem daným výše uvedeným vztahem.

POZNÁMKA:

Odvozený vztah platí nejen pro zobrazení kruhovým otvorem, ale i pro zobrazení fyzikálně dokonalými objektivy.

4.4.3 Omezená rozlišovací schopnost zobrazení - důsledek ohybu

Je důsledkem toho, že světlo je vlnění, ještě konkrétněji toho, že vlnová délka světla není nulová – viz vztah 4-69.

4.4.4 Fraunhoferův ohyb na optické mřížce

Probíhá v uspořádání dle následujícího obrázku.

5 KVANTOVÁ OPTIKA

Kvantová optika je část optiky, která se zabývá jevy, jejichž vysvětlení je založeno na skutečnosti, že světlo má také korpuskulární, tj. částěčkovou neboli kvantovou povahu viz dualismus světla.

6 FOTOMETRIE

Fotometrie (viz [8]) je část optiky, která zkoumá světlo z hlediska jeho působení na zrakový orgán. Veličiny, které určují velikost tohoto působení na lidské oko, se označují jako fotometrické veličiny. Mezi fotometrické veličiny řadíme např. svítivost zdroje, světelný tok, světelnou energii nebo osvětlení.

Fotometrie se zaměřuje na viditelné světlo. Podobné metody jako fotometrie se používají pro studium celého elektromagnetického spektra v radiometrii.

SHRNUTÍ STUDIJNÍ OPORY

Tato opora je úvodem do základů optiky. Je psána tak, aby studentům poskytla základní informace o světle – jeho podstatě, vlastnostech, šíření prostorem a interakci s látkou.

**Doporučená literatura:**

1. Saleh B. E. A., Teich M. C.; Základy fotoniky; 1994 - Svazek 1–4 Matfyzpress, Praha
2. Pospíšil J.; Základy optiky I, II; 1983 - UP, Olomouc
3. Štrba A.; Všeobecná fyzika – Optika; 1979 - ALFA, Bratislava, a SNTL, Praha
4. Born M., Volf E.; Osnovy optiky; 1970 - Nauka, Moskva
5. Born M., Wolf E.; Principles of Optics; 1964 - Pergamon Press, Oxford
6. Fuka J., Havelka B.; Optika; 1961 - SPN, Praha

Použitá literatura:

1. Rozsah použité literatury je dán množstvím citací, které ve svém textu uvádíte.

PŘEHLED DOSTUPNÝCH IKON A POUŽITÝCH ZKRATEK

	Čas potřebný ke studiu		Cíle kapitoly
	Klíčová slova		Nezapomeňte na odpočinek
	Průvodce studiem		Průvodce textem
	Rychlý náhled		Shrnutí
	Tutoriály		Definice
	K zapamatování		Případová studie
	Řešená úloha		Věta
	Kontrolní otázka		Korespondenční úkol
	Odpovědi		Otázky
	Samostatný úkol		Další zdroje
	Pro zájemce		Úkol k zamyšlení

ZKR

Popis zkratky