

5. Elektromagnetické vlny

5.1 Úvod

Optika je část fyziky zabývající se světlem, patří spolu s mechanikou k nejstarším fyzikálním oborům. Podle jedné ze starověkých teorií je světlo vyzařováno z oka a oko si jím „ohmatává“ okolní svět. *Aristoteles* (384 - 322 př. n. l.) předpokládal, že rychlost světla je nekonečná, tuto myšlenku podporoval i *Hérón z Alexandrie* (10-70) úvahou, že vzdálené objekty, jako například hvězdy, se objeví, jakmile se oko otevře – světlo z oka k nim musí doletět okamžitě. Modernější představy o světle pocházejí od *Newtona* (1643-1727), který předpokládal, že světlo je proud rychle letících částic (korpuskulární teorie) a *Huygense* (1629-1695), který tvrdil, že světlo je vlnění „světelného éteru“. Ve 3. kapitole bylo popsáno mechanické vlnění, které se šíří pouze v látkovém prostředí. Elektromagnetické vlny se však mohou šířit i ve vakuu. V kapitolách o elektřině a magnetismu jsme se dozvěděli o Maxwellových rovnicích (*James Clerk Maxwell*, 1831-1879), které tvoří základ teorie elektromagnetického pole. Tyto rovnice měli a mají dalekosáhlé důsledky. Ampér-Maxwellův zákon předpovídá, že časově proměnné elektrické pole vytváří magnetické a naopak Faradayův zákon říká, že časově proměnné magnetické pole vytváří elektrické. Maxwellovy rovnice tedy předpovídají existenci elektromagnetických vln šířících se rychlostí světla c , která je podle Einsteinovy Obecné teorie relativity ve vakuu konstantní. V roce 1887 německý fyzik *Heinrich Rudolf Hertz* (1857-1894) sestrojil zařízení, kterým dokázal generovat i detekovat elektromagnetické vlny, a díky němu tuto Maxwellovu předpověď el.-mag. vln experimentálně potvrdil. Stále se však fyzici domnívali, že světlo je vlnění (až na *Isaaca Newtona*). Počátkem 20. století však *Max Planck* (1858-1947) vyslovil kvantovou hypotézu o chování elektromagnetického záření a elementární částice světla byla nazvána fotonem, stal se tak jedním ze zakladatelů kvantové teorie, která přisuzuje světlu jak vlnové, tak i částicové vlastnosti.

5.2 Maxwellovy rovnice a Hertzův pokus

J. C. Maxwell ukázal, že vlnový charakter světla (elektromagnetické vlny) je přirozeným důsledkem základních zákonů jeho teorie elektromagnetického pole vyjádřených následujícími rovnicemi:

$$\oint EdS = \frac{q}{\epsilon_0} , \quad (5.1)$$

(Coulombův zákon)

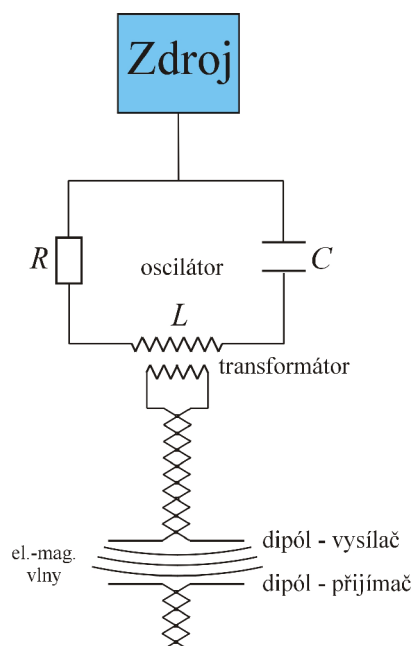
$$\oint BdS = 0 , \quad (5.2)$$

$$\oint EdS = - \frac{d\Phi_H}{dt} , \quad (5.3)$$

(Faradayův zákon)

$$\oint BdS = \mu_0 I + \mu_0 \epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt} , \quad (5.4)$$

Jinak řečeno zjistil, že světelný paprsek je postupná vlna tvořená elektrickým a magnetickým polem. Optika, fyzika studující vlastnosti a chování viditelného světla, se od této doby stává nedělitelnou součástí elektromagnetismu. *Maxwell* byl však především teoretickým fyzikem se skvělou intuicí, avšak jeho teorie ještě čekala i na experimentální důkazy. Jeho myšlenka velmi brzo zaujala *Heinricha Hertze*, který objevil rádiové vlny šířící se stejnou rychlostí jako viditelné světlo. Experimentální zařízení, které použil Hertz pro generaci postupné elektromagnetické vlny je schematicky znázorněno na [obrázku 5.2.1](#).



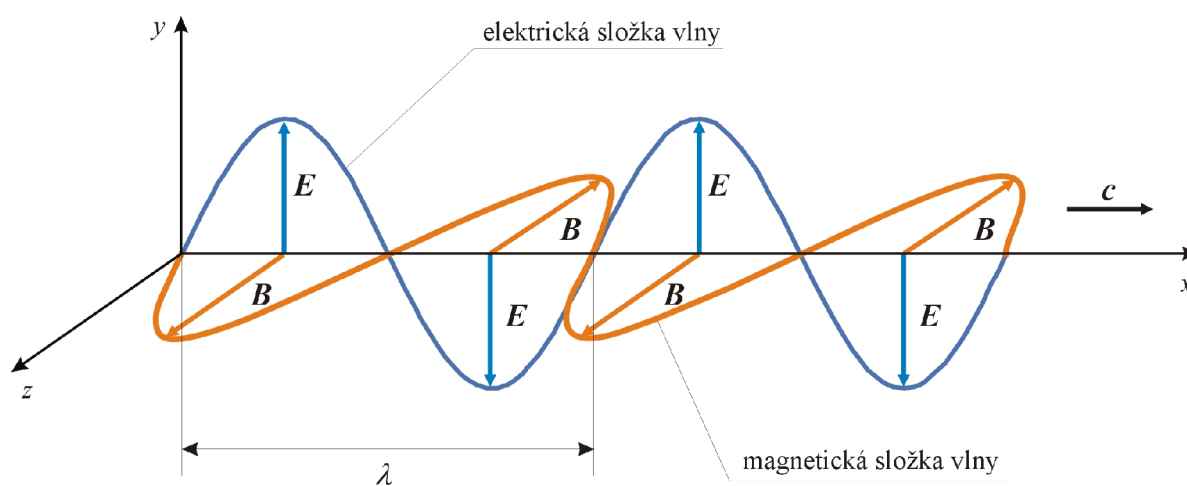
Obr. 5.2.1: Experimentální zařízení pro generaci a příjem elektromagnetických vln.

Oscilátor LC mající úhlovou frekvenci $\omega = (LC)^{-1/2}$ je podstatnou částí celého Hertzova zařízení. Jak již bylo vysvětleno v kapitolách o RLC obvodech, s frekvencí ω se v takovémto obvodu periodicky (např. sinusově) mění náboje a proudy. Zdroj v tomto případě je generátor střídavého napětí, který kompenzuje jednak tepelné ztráty na odporu R , jednak energii, která je přenášena rádiovými vlnami generovanými dipólovou anténou. Dipólová anténa se v principu skládá ze dvou vodivých tyčí. Vzhledem k tomu, že proud v tyčích se také periodicky mění s frekvencí ω , je jasné, že anténa se chová jako elektrický dipól a její dipólový moment $\mathbf{p}$ se mění také periodicky s frekvencí ω . Dipólový moment mění svou velikost i směr, čímž se musí měnit také velikost a směr elektrického pole jím buzeného (resp. elektrická intenzita). Jestliže se mění v čase proud, musí se také měnit velikost a směr magnetického pole (resp. magnetická indukce, viz rovnice 5.4). Takto vytvořené elektro-magnetické pole se pochopitelně nemění současně stejně v libovolném místě od zdroje (dipólové antény), ale šíří se rychlostí světla, tedy c . Toto v čase proměnné pole tvoří elektromagnetickou vlnu šířící se rychlostí c a má tutéž frekvenci ω , jako LC oscilátor.

5.3 Popis elektromagnetických vln a jejich spektrum

Než se budeme dále zabývat elektromagnetickým vlněním, je zapotřebí si uvědomit základní vlastnosti, které má každá elektromagnetická vlna:

- 1) Elektrické pole $\mathbf{E}$ a magnetické pole $\mathbf{B}$ jsou vždy kolmé ke směru šíření vlny, která je tedy příčná.
- 2) Vektory elektrické intenzity a magnetické indukce (intenzity $\mathbf{H}$) jsou navzájem kolmé a vektorový součin $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ tedy udává vždy směr šíření vlny.
- 3) Jedná-li se o harmonickou vlnu, pak elektrická intenzita $\mathbf{E}$ a magnetická indukce $\mathbf{B}$ (intenzita $\mathbf{H}$) jsou ve fázi a mají stejnou frekvenci.



Obr. 5.3.1: Elektromagnetická vlna. Magnetická a elektrická vlna jsou vzájem kolmé a šíří se rychlostí c .

Na základě těchto vlastností předpokládejme, že se vlna šíří ve směru osy x . Potom elektrické pole kmitá rovnoběžně s osou y a magnetické pole kmitá rovnoběžně s osou z . Jinak řečeno platí, že intenzita elektrického pole má složky $\mathbf{E} = (0, E, 0)$ a magnetická indukce $\mathbf{B} = (0, 0, B)$. Podle [obrázku 5.3.1](#) a výše uvedených vlastností můžeme zapsat obě pole jako vlnové funkce závislé na poloze x a času t :

$$E = E_m \sin(kx - \omega t) \quad , \quad (5.5)$$

$$B = B_m \sin(kx - \omega t) \quad , \quad (5.6)$$

kde E_m a B_m jsou amplitudy, k a ω jsou vlnové číslo a úhlová frekvence elektromagnetické vlny. Elektrická a magnetická složka vlny nemohou existovat nezávisle. Lze snadno odvodit, že rychlost vlny je $c = \omega/k$ (viz kapitola Vlny). Z rovnice Faradayova zákona elektromagnetické indukce (rovnice [5.3](#)) lze také odvodit vztah pro výpočet rychlosti světla ($c = 299\,792\,458 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) z poměru amplitud elektrického a magnetického pole:

$$\frac{E_m}{B_m} = c \quad . \quad (5.7)$$

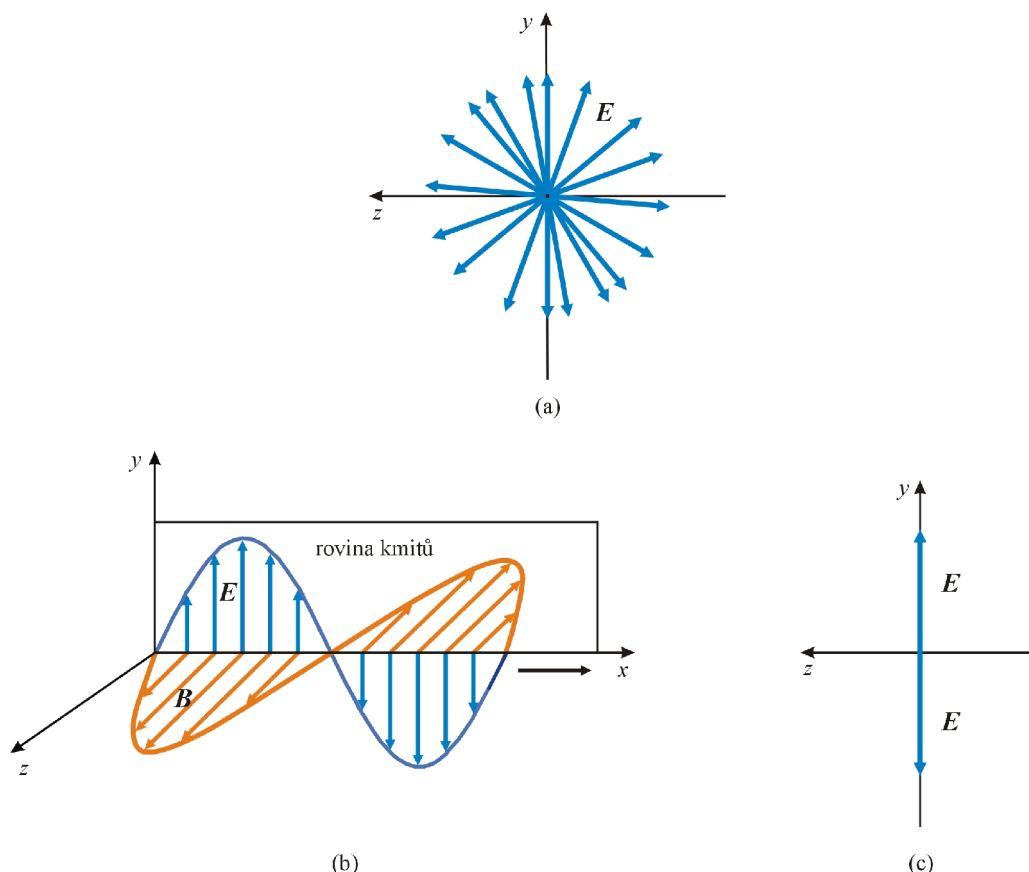
Ze vztahu 5.4 a s použitím vztahu 5.7 lze ještě odvodit další vztah pro rychlost elektromagnetických vln, který vychází přímo z Maxwellových rovnic:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \quad (5.8)$$

Vztah 5.8 vyjadřuje již známý fakt, že všechny elektromagnetické vlny mají ve vakuu tutéž rychlost c bez ohledu na svou frekvenci či vlnovou délku.

5.3.1 Polarizované elektromagnetické vlnění

Běžný zdroj světla, jako je Slunce nebo žárovka, emituje vlny, které jsou sice vždy kolmé na směr šíření, ale směry vektorů elektrické intenzity (a tedy i směry vektorů magnetické indukce) se nahodile mění, neboli jsou **nepolarizované**. Televizní nebo rádiové antény vysílají vlny **polarizované**, což jsou vlny, jejichž vektor elektrické intenzity kmitá v jedné rovině (viz obr. 5.3.2).



Obr. 5.3.2: (a) Nepolarizované světlo skládající se z vln s náhodnými směry E . Vlny se šíří směrem k nám a mají stejnou amplitudu. (b) Rovina kmitů elektrické intenzity polarizované vlny. (c) Polarizovaná vlna zobrazená v rovině yz s vyznačením amplitudy intenzity elektrického pole.

Nepolarizované světlo lze velmi jednoduše polarizovat průchodem či odrazem vln na určitých krystalech nebo můžeme použít tzv. polarizační destičkou. Takovéto polarizátory se často nazývají **polaroidy** či **polarizační filtry**, které propouští vlny kmitající jen v jednom směru.

5.3.2 Elektromagnetické spektrum

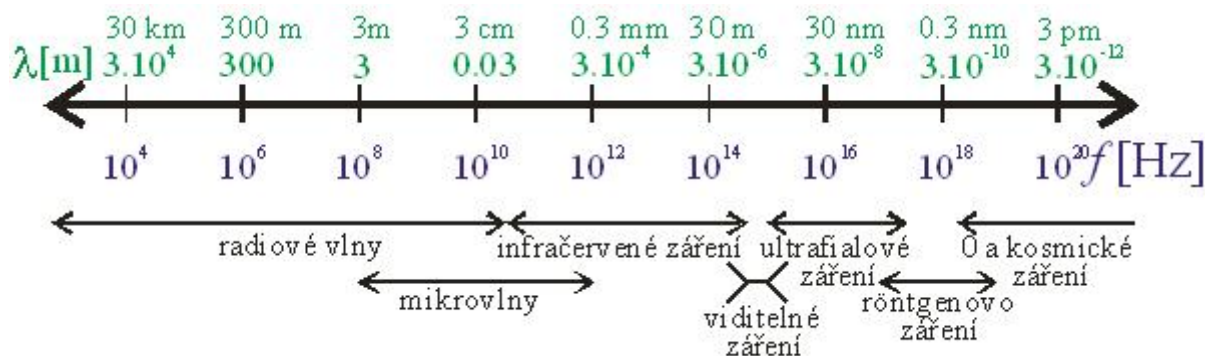
Elektromagnetické spektrum obsahuje elektromagnetické záření všech vlnových délek. Mezi vlnovou délkou λ a frekvencí f vlnění platí vztah

$$\lambda = \frac{c}{f}, \quad (5.9)$$

kde c je rychlost vlnění, pro elektromagnetické záření ve vakuu, tedy rychlost světla, je $c = 299\,792\,458 \text{ m.s}^{-1}$. Elektromagnetické záření lze považovat i za proud částic, **fotonů**, s energií

$$W = hf, \quad (5.10)$$

kde h je Planckova konstanta, $h = 6,65 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$. Rozdělení elektromagnetického spektra na jednotlivé oblasti je na [obrázku 5.3.3](#). Jednotlivé rozsahy nejsou přesně definovány a jejich hranice se mohou překrývat. Zařazení do oblasti je ovlivněno i způsobem vzniku. Například elektromagnetické vlny o vlnové délce 1 cm považujeme za infračervené záření, jsou-li vyzářeny teplým tělesem nebo za mikrovlny, když je vygeneroval nějaký vysílač.



Obr. 5.3.3: Elektromagnetické spektrum.

Radiové vlny mají vlnovou délku v kilometrech až milimetrech, vznikají v anténách běžných rozměrů, využívají se k přenosu dat (rádio, televize, mobilní telefony).

Mikrovlny mají vlnovou délku v milimetrech, vznikají v magnetronu, využívají se k přenosu dat (Wi-Fi - frekvence 2,4 GHz). V mikrovlnné oblasti zpravidla pracují radary. Protože jsou výrazně pohlcovány polárními molekulami, používají se k mikrovlnnému ohřevu (mikrovlnná trouba - frekvence 2,45 GHz, vlnová délka 12,24 cm).

Infračervené záření má mikrometrové vlnové délky, vyzařují ho teplá tělesa (např. člověk má maximum vyzařování na vlnové délce kolem 10 μm). Značí se IR (z anglického

InfraRed). Infračervené záření používají např. přístroje pro noční vidění, senzory bezpečnostních systémů nebo automatické spínače osvětlení, ale také bezkontaktní teploměry. Je částečně pohlcováno a odraženo skleníkovými plyny v atmosféře (vodní pára, CO₂, CH₄).

Viditelné světlo (viz [obr. 5.3.4](#)) je oblast vlnových délek mezi 400 - 750 nm (někdy se uvádí rozsah až 380 - 800 nm; na krajích intervalu citlivost oka klesá, proto není rozsah dobře definován), ve které je citlivé lidské oko. Viditelné světlo je emitováno horkými tělesy a při přechodu elektronů mezi hladinami v atomu. Ve viditelné oblasti Slunce vyzařuje maximum energie. Spektrální barvy a jim odpovídající vlnové délky světla jsou v tabulce (barvy v tabulce jsou pouze orientační; z principu není možné zobrazit na monitoru nebo tiskárně věrné spektrální barvy).

BARVA	VLNOVÁ DÉLKA
červená	625 - 750 nm
oranžová	590 - 625 nm
žlutá	565 - 590 nm
zelená	520 - 565 nm
azurová	500 - 520 nm
modrá	430 - 500 nm
filalová	400 - 430 nm

Obr. 5.3.4: Spektrum viditelného záření.

Ultrafialové záření má vlnové délky v desítkách a stovkách nanometrů, je vyzařováno velmi horkými tělesy nebo při přechodech elektronů mezi vnitřními hladinami v atomu. Značí se UV (z anglického UltraViolet). Energie UV fotonu stačí na rozbití chemické vazby (degradace polymerů, opalování). UV záření je pohlcováno ozonovou vrstvou.

Rentgenovo záření má vlnové délky v jednotkách a desetínách nanometru. Je připravováno v rentgenkách při přechodu elektronů mezi vnitřními hladinami u těžších prvků. Je pronikavé a prochází hmotou (lékařství, defektoskopie).

Gama záření má vlnové délky kratší než 1 nm. Vzniká při dějích v jádrech atomů. Má vysokou energii a je velmi pronikavé.

Atmosféra chrání povrch Země před většinou záření přicházejícího z Vesmíru. Propouští pouze rádiové vlny v rozsahu vlnových délek v intervalu od 1cm do 20 m, částečně infračervené záření kratší než 10 μm a velmi dobře propouští viditelné světlo. Částečně je propouštěno i blízké ultrafialové záření s vlnovou délkou delší než 300 nm. Vlnové délky kratší než 300 nm jsou dobře pohlcovány, což má velký význam pro existenci života na Zemi.

5.4 Interference na tenké vrstvě

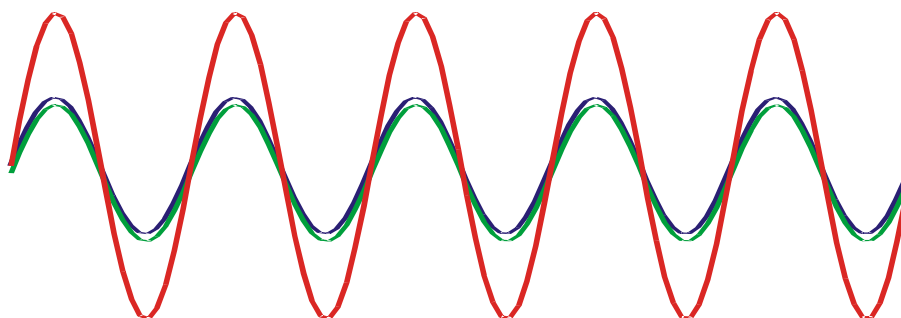
5.4.1 Interference vlnění

Slovo **interference** znamená vzájemné pronikání, prolínání nebo ovlivňování. Často se pojem interference používá při popisu vzájemného ovlivňování vln. O skládání vln mluvíme jako o interferenci. Výsledný kmitavý pohyb v nějakém místě je dán součtem (superpozicí) kmitů jednotlivých vlnění. V některých místech pak může docházet ke zvětšení amplitudy (zesílení vlnění) a v jiných ke snížení amplitudy (zeslabení vlnění). Dále se budeme zabývat interferencí vln se stejnou frekvencí.

Setkají-li se dvě vlny posunuté o celý počet vlnových délek, dojde ke **konstruktivní interferenci** a vlnění se zesílí ([obr. 5.4.1](#)):

$$\Delta = m\lambda, \quad (5.11)$$

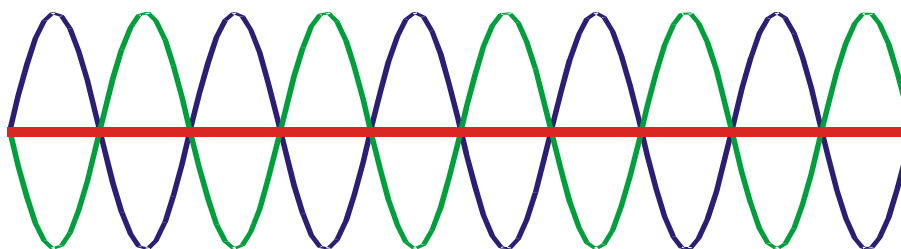
kde Δ je dráhový rozdíl (posunutí) mezi vlnami, m je celé číslo a λ je vlnová délka vlnění.



Obr. 5.4.1: Konstruktivní interference.

Setkají-li se dvě vlny posunuté o lichý násobek půlvlnových délek, dojde k **destruktivní interferenci** a vlnění se zeslabí ([obr. 5.4.2](#)):

$$\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}. \quad (5.12)$$



Obr. 5.4.2: Destruktivní interference.

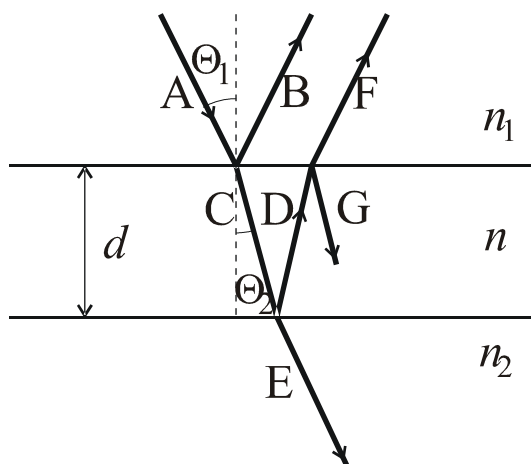
5.4.2 Koherence

Aby byla interference dvou vln pozorovatelná, je nutné, aby se fázový rozdíl paprsků s časem neměnil. O takových vlnách říkáme, že jsou **koherentní**. Sluneční světlo nebo světlo žárovky nejsou koherentní, protože atomy na povrchu tělesa vyzařují náhodně a nezávisle. Koherentní vlny z těchto zdrojů můžeme získat tak, že jednu vlnu rozdělíme na dvě části, ať už průchodem dvojicí štěrbin nebo odrazem na dvou rozhraních. To je také důvod, proč Young při svém pokusu nechal světlo projít nejprve jednou štěrbinou, a pak dvojicí. Kdyby nechal sluneční světlo projít přímo dvojicí štěrbin, každou ze štěrbin by procházela jiná vlna a nebyly by tedy koherentní. Tím, že světlo prošlo nejprve jednou štěrbinou, získal jednu vlnu a tu potom dvojicí štěrbin rozdělil na dvě koherentní.

Zdrojem koherentních vln je laser, ve kterém je jedna vlna zesilována tak, že se k ní ve fázi přidávají další vlny od různých atomů.

5.4.3 Tenká vrstva

Předpokládejme vlnění dopadající kolmo (na [obrázku 5.4.3](#) je zakreslen šikmý dopad, protože při kolmém by byly všechny vlny v jedné přímce a překrývaly se, my budeme zpočátku předpokládat $\Theta_1 = \Theta_2 = 0$) na tenkou vrstvu o tloušťce d a s indexem lomu n ([obr. 5.4.3](#)).



Obr. 5.4.3: Odraz na tenké vrstvě.

Vlna (A) dopadá z prostředí nad vrstvou o indexu lomu n_1 , pod vrstvou je prostředí s indexem lomu n_2 . Po dopadu na horní rozhraní se část světla odrazí (B) a zbytek projde (C). Vlna (C) pak dopadne na dolní rozhraní, kde se opět část světla odrazí (D) a zbytek projde (E). Vlna (D) se vrátí na horní rozhraní, část projde (F) a část se odrazí (G). Při dopadu vlny na rozhraní dvou dielektrik se odrazí jen asi 10 % světla a zbylých 90 % projde. Odražené vlny (B) a (F) mají srovnatelnou intenzitu a stejný směr, dochází mezi nimi k interferenci. Přitom vlny (B) a (F) mají vznikly rozdělením vlny (A) a jsou tedy koherentní. Vlna (F) musela urazit o $2d$ větší vzdálenost a je tedy proti (B) dráhově posunutá. Dále je třeba si uvědomit, že vlna (F) urazila vzdálenost $2d$ v prostředí s indexem lomu n , ve kterém se pohybovala n -krát pomaleji a tomu odpovídá n -krát větší vzdálenost. Dráhové zpoždění vlny (F) je pak $2nd$. Dále je třeba si uvědomit, že při odrazu vlny na volném konci se fáze nemění, zatímco na pevném konci se

obrací jako by se vlna posunula o polovinu vlnové délky. Odrazu na pevném konci odpovídá v optice odraz na prostředí opticky hustším (myslí se tím, že prostředí, na které vlna dopadá, má větší index lomu než prostředí ze kterého přichází), odrazu na volném konci pak odraz na prostředí opticky řidším. Dráhový rozdíl mezi vlnami (B) a (F) lze potom napsat

$$\Delta = 2nd \left(-\frac{\lambda}{2} \right) \left(+\frac{\lambda}{2} \right) . \quad (5.13)$$

Přitom závorky indikují, že se příslušný sčítanec v závorce někdy přičítá a někdy vypouští. První závorka bude ve vztahu pouze v případě, že vrstva je opticky hustší než prostředí nad ní ($n > n_1$) a druhá závorka pouze v případě, že podklad (prostředí pod vrstvou) je opticky hustší než vrstva ($n < n_2$). V případě, že dopad světla není kolmý, dráha vln ve vrstvě se prodlouží a vztah [5.13](#) pak bude

$$\Delta = \frac{2nd}{\cos \Theta_2} \left(-\frac{\lambda}{2} \right) \left(+\frac{\lambda}{2} \right) . \quad (5.14)$$

Interference na tenké vrstvě způsobuje zbarvení mýdlových bublin nebo olejových skvrn na vodě. Také zbarvení některých druhů hmyzu (brouků, motýlů) je ovlivněno interferencí světla na krovkách nebo křídlech. Tenké vrstvy se často používají v optice ke snížení odrazivosti povrchů čoček.

Příklad

Zadání: Jakou barvu mají motýlí křídla v kolmo odraženém bílém světle, jsou-li mezi šupinkami křídel vzduchové mezery o tloušťce 350 nm?

Řešení: Tenká vrstva je tvořena vzduchem s indexem lomu $n = 1,0$. Prostředí nad vrstvou i pod vrstvou má index lomu vyšší (index lomu nemůže být menší než 1). Ze vztahu [5.13](#) můžeme napsat: $\Delta = 2nd + \lambda/2$ (vrstva není opticky hustší než prostředí nad ní, první závorku ve [5.13](#) nepíšeme; podklad je opticky hustší než prostředí pod ní, druhou závorku píšeme). Aby měla vrstva v odraženém světle nějakou barvu, musí být odrazivost pro tuto barvu maximální a dráhový rozdíl musí odpovídat konstruktivní interferenci [5.11](#) $\Delta = m\lambda$. Musí tedy platit: $2nd + \lambda/2 = m\lambda$. Známe n a d , zajímá nás λ :

$$\lambda = \frac{2nd}{m - \frac{1}{2}} .$$

Abychom mohli vypočítat vlnovou délku λ , musíme znát m , o kterém víme jen, že je to celé číslo. Můžeme ale použít doplňující podmínku, že vlnová délka odraženého světla musí být z viditelné oblasti (máme určit barvu odraženého světla, tedy vlastně jeho vlnovou délku z viditelné oblasti). Vypočítejme vlnové délky λ_m odpovídající několika nejnižším hodnotám

$m\lambda_1 = 1400 \text{ nm}$ (tato vlnová délka je s infračervené oblasti, neprojeví se ve viditelném zabarvení křídel), $\lambda_2 = 467 \text{ nm}$ (tato vlnová délka odpovídá modrému světlu), $\lambda_3 = 280 \text{ nm}$ (tato vlnová délka je už v ultrafialové oblasti). Křídlo bude v odraženém světle modré.

Příklad

Zadání: Navrhněte antireflexní vrstvu s indexem lomu 1,3, která nanesená na skleněné čočce s indexem lomu 1,55 minimalizuje její odrazivost pro vlnovou délku 550 nm. Tloušťka vrstvy by měla být kolem 350 nm.

Řešení: Když není uvedeno jinak, předpokládáme nad vrstvou vzduch s indexem lomu 1,0. Pak následuje vrstva $n = 1,3$ a podklad je sklo s indexem lomu 1,55. Dráhový rozdíl podle 5.13 je $\Delta = 2nd - \lambda/2 + \lambda/2 = 2nd$ (na obou rozhraních jde o odraz na prostředí opticky hustším, píšeme obě závorky z 5.13, které se následně odečtou). Vrstva má minimalizovat odrazivost, interference tedy musí být destruktivní podle 5.12. Musí tedy platit:

$$2nd = (2m+1)\frac{\lambda}{2}.$$

Hledáme tloušťku vrstvy:

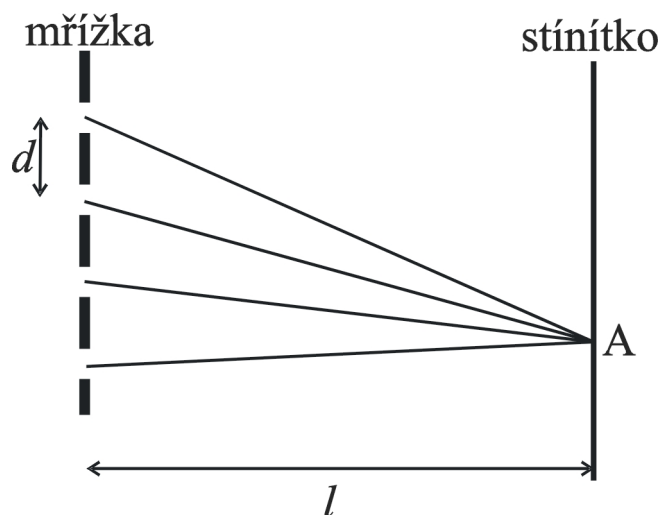
$$d = \frac{(2m+1)\lambda}{4n}.$$

Podobně jako v předchozím příkladu známe vše kromě celého čísla m . Vrstva minimalizující odrazivost pro vlnovou délku 550 nm může mít tloušťku $\lambda_0 = 105 \text{ nm}$; $\lambda_1 = 317 \text{ nm}$; $\lambda_2 = 528 \text{ nm}$; ... Doplnující podmínce na tloušťku vrstvy vyhovuje nejlépe $\lambda_1 = 317 \text{ nm}$.

5.5 Difrakce na mřížce

Při průchodu vlnění otvorem nebo kolem překážky je vlnění překážkou ovlivňováno a vlny prošlé různými místy navzájem interferují. Takovým jevům říkáme **difrakce** (ohyb) vlnění. Difrakční jevy rozlišujeme na Fresnelovu a Fraunhoferovu difrakci. Fresnelova difrakce se zabývá intenzitou interferenčních jevů v závislosti na poloze v konečné vzdálenosti. Fraunhoferova difrakce studuje intenzitu v rovině v nekonečnu, lze ji tedy považovat za zjednodušený případ Fresnelovy difrakce.

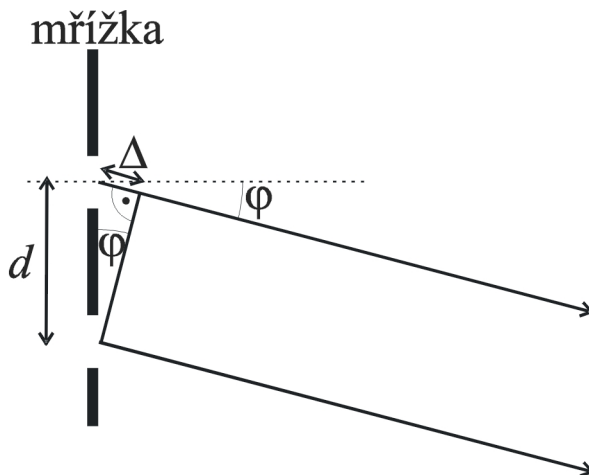
Předpokládejme, že na mřížku o vzdálenosti štěrbin d (obr. 5.5.1) dopadá koherentní rovinná vlna. Ve vzdálenosti l za mřížkou je stínítko. Podle Huygensova principu se každá štěrbina mřížky stává novým zdrojem vlnění. Tyto vlny jsou navzájem koherentní, protože vznikly rozdělením dopadající rovinné vlny. Po průchodu štěrbinou se každá nová vlna šíří všemi směry a dopadá do každého bodu stínítka (na obr. 5.5.1 jsou zakresleny jen vlny dopadající do bodu A na stínítku). Vlny prošlé jednotlivými štěrbinami urazí do daného bodu každá jinou vzdálenost a interferují.



Obr. 5.5.1: Difrakce na mřížce.

Pro odhad výsledku interference na stínítku přijmeme zjednodušující předpoklad, že vzdálenost stínítka je velmi velká proti vzdálenosti štěrbin, pak můžeme přejít od Fresnelovy k Fraunhoferově difrakci. Vlny procházející jednotlivými štěrbinami se setkají na stínítku až v nekonečnu (nebo někde daleko, blízko nekonečna :-)) a můžeme je tedy považovat za rovnoběžné ([obr. 5.5.2](#)). Dráhový rozdíl mezi vlnami je

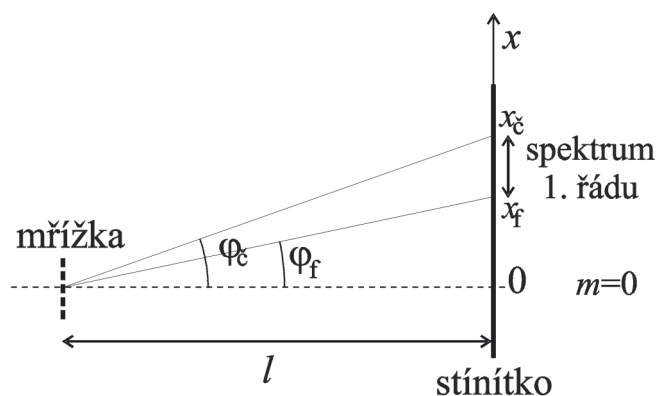
$$\Delta = d \sin \varphi \quad (5.15)$$



Obr. 5.5.2: Dráhový rozdíl při difrakci na mřížce.

S rostoucím úhlem φ roste dráhový rozdíl mezi vlnami prošlými sousedními štěrbinami. Vždy, když je dráhový rozdíl roven celému násobku vlnové délky, dojde ke konstruktivní

interferenci a na stínítku zaznamenáme maximum. Maximum, kdy je m ve vztahu [5.11](#) rovno nule, říkáme maximum nultého řádu (podle [obrázku 5.5.3](#) mu odpovídá $\varphi = 0$ a najdeme ho přímo za štěrbínou), $m = 1$ pak odpovídá maximum prvního řádu a analogicky $m = 2, 3, 4...$ odpovídá maximum druhého, třetího, čtvrtého... řádu. Všimněme si, že když je dráhový rozdíl mezi dvěma sousedními štěrbínami roven celému násobku vlnové délky, je roven celému násobku vlnové délky i dráhový rozdíl mezi libovolnými dvěma štěrbínami a všechny vlny procházející všemi štěrbínami se sčítají.



Obr. 5.5.3: Výpočet spektra 1. řádu.

Příklad

Zadání: Mřížka má 100 vrypů na milimetr. Na mřížku dopadá bílé světlo. Zjistěte polohu spektra prvního řádu na stínítku 40 cm za mřížkou.

Řešení: Bílé světlo obsahuje vlnové délky od $\lambda_f = 400$ nm pro fialovou barvu po $\lambda_č = 750$ nm pro červenou. Vzdálenost štěrbin je 0,01 mm, což je 10^{-5} m. Hledáme maxima, dráhový rozdíl musí odpovídat vztah [5.11](#). Maximum má být prvního řádu, $m = 1$. Kombinací vztahů [5.15](#) a [5.11](#) obdržíme

$$d \sin \varphi = m \lambda \quad ,$$

což lze upravit do tvaru:

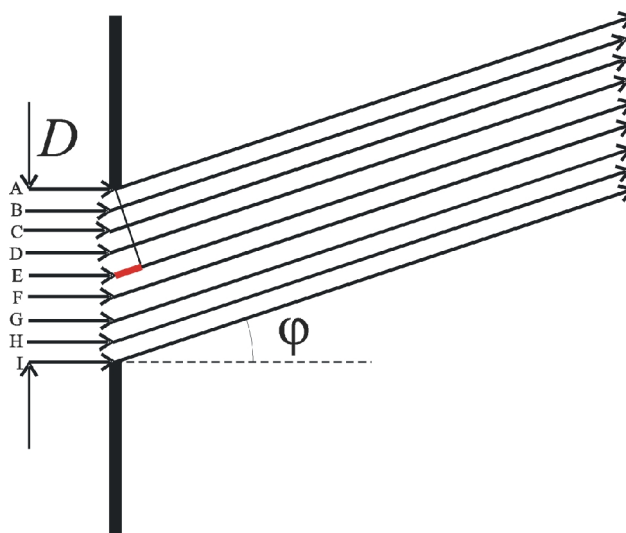
$$\varphi = \arcsin \frac{m \lambda}{d} \quad ,$$

ze kterého lze vypočítat pod jakými úhly se šíří vlny, které po interferenci vytvoří maxima pro obě krajní vlnové délky viditelné části spektra $\varphi_f = 2,3^\circ$ a $\varphi_č = 4,3^\circ$. Vzdálenosti x příslušných maxim od maxima nultého řádu lze vypočítat jako $x = l \cdot \tan \varphi$ a tedy $x_f = 1,6$ cm a $x_č = 3,0$ cm.

5.6 Difrakce na štěrbině a otvoru

K tomu, aby došlo k difrakci, není nezbytné mít velké množství štěrbin, jak bylo předvedeno v předchozí kapitole, ale k difrakci může dojít i na jedné štěrbině.

Předpokládejme, že na štěrbinu o šířce D dopadá rovinná vlna (obr. 5.6.1). Stínítko předpokládejme ve velké vzdálenosti za štěrbinou – jedná se tedy opět o jednodušší Fraunhoferovu difrakci. Podle Huygensova principu se každá část štěrbiny stává novým zdrojem vlnění. Toto vlnění je koherentní, protože vzniklo rozdělením jedné vlny.



Obr. 5.6.1: Difrakce na štěrbině.

V případě, že bereme po průchodu vlny, které se šíří přímo ($\varphi = 0$), dráhový rozdíl mezi nimi bude nulový a přímo za štěrbinou bude na stínítku pozorovatelné maximum intenzity. Nyní zjistíme, jak bude toto centrální maximum (maximum nultého řádu) široké. Centrální maximum bude ohraničeno z obou stran minimy. Zjistíme, pro jaký úhel φ (obr. 5.6.1) získáme minimum intenzity. Abychom obdrželi minimum intenzity, musí se vlny procházející jednotlivými částmi štěrbiny navzájem vyrušit. K tomu dojde v případě, že vlna A se vyruší s vlnou E, B s F, C s G a D s H. Dráhový rozdíl mezi vlnami A a E je na obrázku 5.6.1 červeně. Podobně, jako jsme ukázali na obrázku 5.5.2, bude dráhový rozdíl

$$\Delta = \frac{D}{2} \sin \varphi = \frac{D}{2} \varphi \quad .$$

Využili jsme toho, že pro malé x platí $\sin x = x$. Aby se vlny vyrušily, musí být dráhový rozdíl roven polovině vlnové délky a tedy

$$\frac{D}{2} \varphi = \frac{\lambda}{2} \quad .$$

Úhel, pod kterým bude pozorovatelné minimum, bude

$$\varphi = \frac{\lambda}{D} . \quad (5.16)$$

Centrální maximum bude mít tedy úhlovou šířku φ na obě strany. Pro kruhový otvor je odvození obtížnější než pro šterbinu, ale lze dokázat, že platí

$$\varphi = \frac{1,22 \lambda}{D} , \quad (5.17)$$

kde D je průměr otvoru. Centrální maximum je tedy ploška s úhlovým poloměrem φ . Je pozoruhodné, že čím je větší průměr otvoru, tím menší plošku tvoří centrální maximum.

Nyní si musíme uvědomit, že při použití čočky nebo zrcadla není součástka nikdy nekonečná, ale vždy tvoří nějaký „otvor“. Zobrazením hvězdy, která je bodová a v nekonečnu v ohnisku dokonalé čočky nevznikne bodový obraz, ale obraz bude vždy ploška podle vzorce [5.17](#). Důsledkům tohoto jevu se budeme věnovat v kapitole o rozlišovací schopnosti optických přístrojů.