

34.Elektromagnetické vlny

Dnešní informační věk je téměř zcela založen na fyzice elektromagnetických vln. Propojení elektrických a magnetických polí vedoucí ke vzniku světla je jedním z největších úspěchů fyziky a elektromagnetické vlny stojí v jádru mnoha oblastí vědy a techniky.

V této přednášce zavedeme základní pojmy a budeme zkoumat vlastnosti elektromagnetických vln.

34

Elektromagnetické vlny



Když letí kometa kolem Slunce, vypařuje se led na jejím povrchu a uvolňuje se z něj zachycené částice prachu a nabité částice. Elektricky nabitý „sluneční vítr“ usměrňuje nabité částice do rovného ohonu, který směřuje radiálně od Slunce. Na prachové částice však sluneční vítr nepůsobí a měly by se tedy pohybovat dále po dráze komety. Proč místo toho většina z nich tvoří zakřivenou spodní část ohonu, kterou vidíme na fotografii?

34.1 MAXWELLOVA DUHA

Jedním z klíčových úspěchů Jamese Clerka Maxwella bylo zjištění, že světelný paprsek je postupná vlna tvořená elektrickým a magnetickým polem — **elektromagnetická vlna** — a že tedy optika, studující viditelné světlo, je součástí elektromagnetismu. V této kapitole uzavřeme rozbor čistě elektrických a magnetických jevů a položíme základy optiky.

V Maxwellově době (v polovině 19. stol.) bylo viditelné, infračervené a ultrafialové světlo jediným známým druhem elektromagnetických vln. **Heinrich Hertz**, podnícen Maxwellovým dílem, však objevil to, co nyní nazýváme rádiovými vlnami, a zjistil, že se šíří v prostoru toutéž rychlostí jako viditelné světlo.

Jak ukazuje obr. 34.1, známe nyní široké spektrum elektromagnetických vln, které jeden nápaditý spisovatel nazval „Maxwellovou duhou“. Všimněme si rozsahu, který toto spektrum zaujímá. Hlavním zdrojem záření je pro nás Slunce; to určujícím způsobem ovlivňuje prostředí, ve kterém jsme se vyvinuli a kterému jsme přizpůsobeni. Jsme též stále skrz naskrz pronikáni rádiovými a televizními signály. Zasahují nás mikrovlny radarových systémů a telefonních spojů. Jsou zde i elektromagnetické vlny od světelných zdrojů, od elektrických strojů a aut, od rentgenových přístrojů a radioaktivních materiálů. Kromě toho k nám zasahuje kosmické záření — záření hvězd a dalších objektů z naší Galaxie i z jiných galaxií. Elektromagnetické vlny se

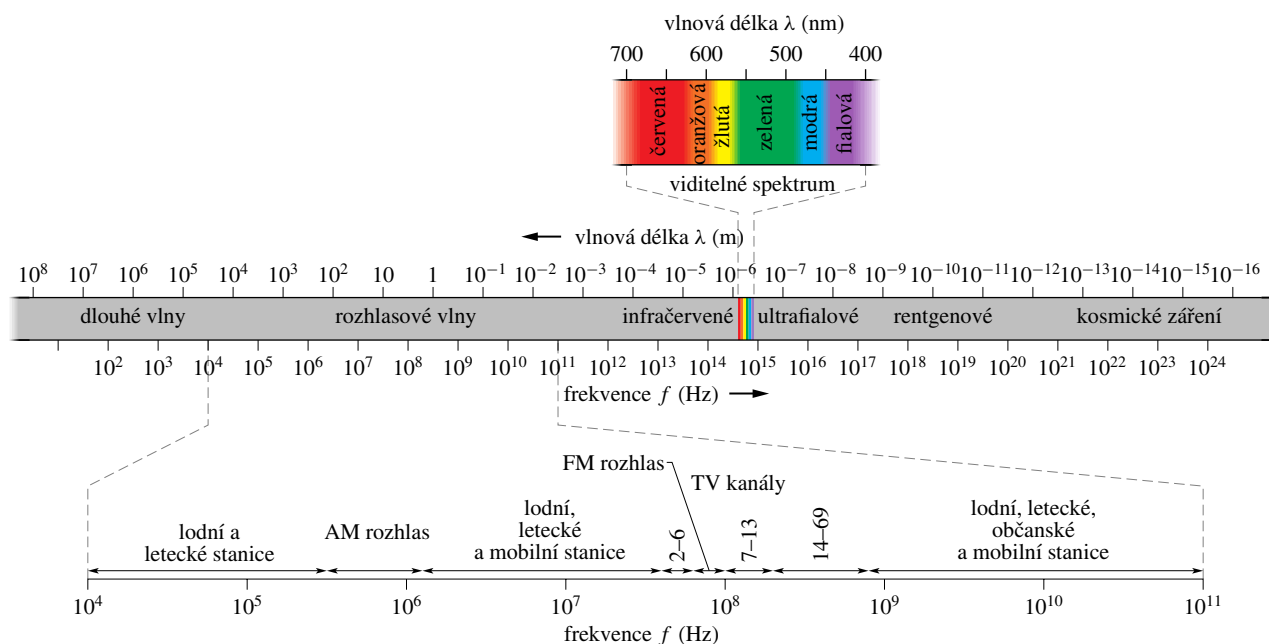
šíří i v opačném směru: televizní signály, vysílané ze Země asi od r. 1950, přenášejí novinky od nás (i když pouze velmi slabě) — možná nějakým technicky zdatným bytostem, které eventuálně obývají některou planetu obíhající okolo jedné z asi 400 nám nejbližších hvězd.

Na stupnici vlnových délek v obr. 34.1 (a jí odpovídající stupnici frekvencí) reprezentuje každý dílek zvětšení, nebo zmenšení vlnové délky (resp. frekvence) desetkrát. Stupnice má otevřené konce: vlnové délky elektromagnetických vln nemají žádnou principiální spodní ani horní hranici.

Některé oblasti v elektromagnetickém spektru na obr. 34.1 jsou označeny známými názvy jako rentgenové záření nebo rádiové vlny. Tyto názvy označují zhruba definované oblasti vlnových délek, ve kterých se běžně užívají určité druhy zdrojů a detektorů elektromagnetických vln. Jiné oblasti na obr. 34.1, označené např. čísly televizních kanálů nebo AM (amplitudová modulace) u rozhlasu, reprezentují určitá pásma vlnových délek, určená pro specifické komerční a jiné účely. V elektromagnetickém spektru nejsou žádné mezery. A všechny elektromagnetické vlny, ať leží ve spektru kdekoli, se šíří vakuem stejnou rychlostí c .

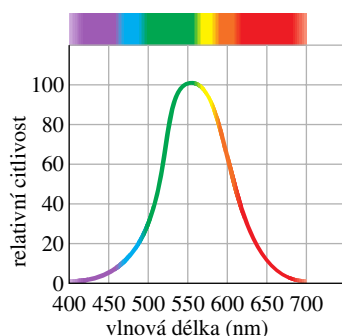
Viditelná část spektra je pro nás přirozeně zvláště zajímavá. Obr. 34.2 ukazuje relativní citlivost lidského oka ke světlu různých vlnových délek. Střed viditelné oblasti leží asi u 555 nm, kterou vnímáme jako barvu žlutozelenou.

Hranice viditelné oblasti nejsou dobře definovány, protože křivka citlivosti oka se asymptoticky blíží nule na



Obr. 34.1 Spektrum elektromagnetických vln

dlouhovlnné i krátkovlnné straně. Přijmeme-li za hranice ty vlnové délky, při nichž klesne citlivost na 1 % své maximální hodnoty, dostaneme interval asi 430 nm až 690 nm. Lidské oko ovšem může vnímat i vlnové délky za těmito hranicemi, pokud je intenzita světla dosti velká.



Obr. 34.2 Relativní citlivost oka k elektromagnetickým vlnám různých vlnových délek. Tato část spektra je tvořena *viditelným zářením*.

34.2 POSTUPNÁ ELEKTROMAGNETICKÁ VLNA (KVALITATIVNĚ)

Některé elektromagnetické vlny, včetně rentgenového záření (dříve nazývaného paprsky X), γ -záření a viditelného světla, jsou vyzařovány (emitovány) zdroji, které mají atomové nebo jaderné rozměry, kde platí zákony kvantové fyziky. Zde si probereme, jak jsou generovány jiné elektromagnetické vlny. Abychom problém zjednodušili, omezíme se na oblast spektra s vlnovými délkami kolem 1 m, kde zdroj záření (emitovaných vln) je makroskopický a má dobře ovladatelné rozměry.

Obr. 34.3 ukazuje v hlavních rysech generaci takových vln. Nejpodstatnější částí je zde LC oscilátor, který má úhlovou frekvenci $\omega = 1/\sqrt{LC}$. S touto frekvencí se v tomto obvodu sinusově mění náboje a proudy, jak je znázorněno na obr. 33.1. K obvodu musí být připojen vnější

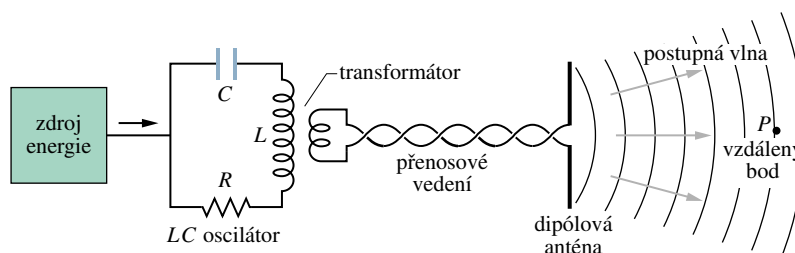
zdroj, např. generátor střídavého napětí, aby dodával energii pro kompenzaci jednak tepelných ztrát v obvodu, jednak energie odnášené generovanými elektromagnetickými vlnami.

Oscilátor LC v obr. 34.3 je spojen pomocí transformátoru a přenosového vedení s anténou, která se v principu skládá ze dvou tenkých vodivých tyček. Díky tomuto zapojení způsobí sinusově se měnící proud oscilátoru v tyčkách antény sinusové kmity náboje s úhlovou frekvencí ω . Proud v tyčkách (vytvořený pohybem náboje) se mění též sinusově s toutéž úhlovou frekvencí ω . Anténa se chová jako elektrický dipól, jehož elektrický dipólový moment se mění co do velikosti sinusově a má směr podél antény.

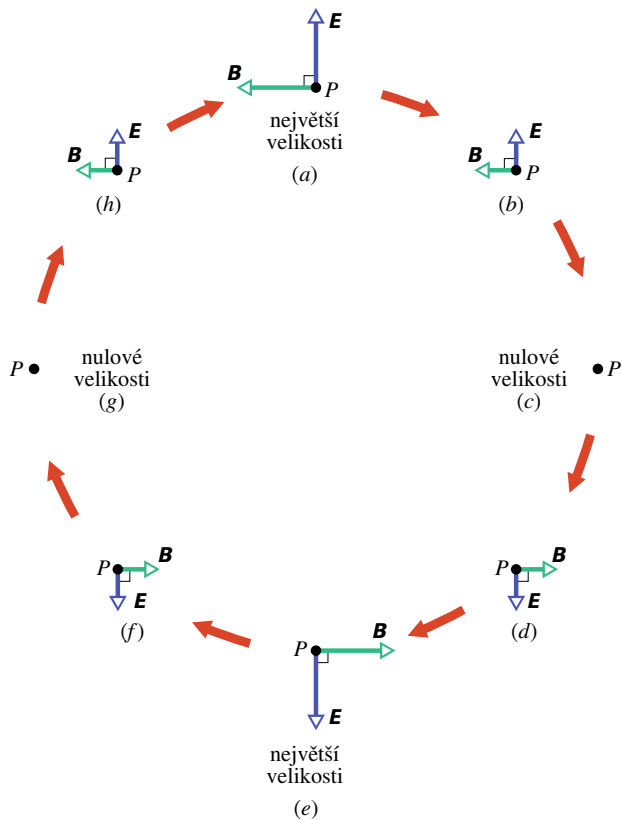
Protože se velikost i směr dipólového momentu mění, mění se tím i elektrické pole dipólem buzené. A protože se mění elektrický proud, mění se i velikost a směr magnetického pole. Elektrické a magnetické pole se ovšem nemění všude současně, ale šíří se od antény rychlostí světla c . Mění se pole tvoří dohromady elektromagnetickou vlnu, která se šíří od antény rychlostí c . Její úhlová frekvence je též jako frekvence oscilátoru, tj. ω .

Obr. 34.4 znázorňuje, jak se mění elektrické pole $\mathbf{E}$ a magnetické pole $\mathbf{B}$, když jeden celý kmit vlny projde vzdáleným bodem P z obr. 34.3. V každé části obr. 34.4 se vlna pohybuje kolmo ke stránce směrem k nám. (Zvolili jsme vzdálený bod, takže zakřivení vlnoploch ukázané na obr. 34.3 je natolik malé, že ho můžeme zanedbat. V takových bodech považujeme vlnu za rovinnou, čímž se diskuse značně zjednoduší.) Všimněme si na obr. 34.4 některých důležitých skutečností, které jsou vlastní každé elektromagnetické vlně.

1. Elektrické pole $\mathbf{E}$ i magnetické pole $\mathbf{B}$ je vždy kolmé na směr šíření vlny. Elektromagnetická vlna je tedy příčná (kap. 17).
2. Elektrické pole je vždy kolmé k magnetickému poli.
3. Vektorový součin $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ udává vždy směr šíření vlny.
4. Je-li vlna harmonická, mají pole $\mathbf{E}$ i $\mathbf{B}$ stejnou frekvenci a jsou ve fázi.



Obr. 34.3 Zařízení pro generaci postupné elektromagnetické vlny v oblasti krátkých rádiových vln: LC oscilátor generuje proud sinusového průběhu v anténě, která vysílá vlnu. Ve vzdáleném bodě P může detektor registrovat procházející vlnu.



Obr. 34.4 (a)–(h) Změny elektrického pole $\mathbf{E}$ a magnetického pole $\mathbf{B}$ ve vzdáleném bodě P z obr. 34.3 během průchodu jedné vlnové délky. V tomto pohledu vlna vychází přímo ze stránky k nám. Obě pole se mění sinusově co do velikosti i směru a jsou stále kolmá navzájem i ke směru šíření vlny.

V soulase s těmito vlastnostmi můžeme předpokládat, že elektromagnetická vlna na obr. 34.4 se šíří do bodu P ve směru kladné osy x . Elektrické pole kmitá rovnoběžně se směrem osy y , tj. $\mathbf{E} = (0, E, 0)$, a magnetické pole rovnoběžně s osou z , tj. $\mathbf{B} = (0, 0, B)$. Pak můžeme zapsat obě pole jako sinusové funkce polohy x a času t :

$$E = E_m \sin(kx - \omega t), \quad (34.1)$$

$$B = B_m \sin(kx - \omega t), \quad (34.2)$$

kde E_m a B_m jsou amplitudy polí, k a ω jsou — podobně jako v kap. 17 — úhlový vlnčet (v optice často zvaný vlnové číslo) a úhlová frekvence vlny. Všimněme si, že elektromagnetickou vlnu tvoří obě pole *dohromady*. Rov. (34.1) popisuje elektrickou složku elektromagnetické vlny a rov. (34.2) její magnetickou složku. Jak uvidíme dále, tyto složky nemohou existovat nezávisle.

Z rov. (17.12) víme, že rychlost vlny je ω/k . Ale protože se jedná o elektromagnetickou vlnu, značíme její rychlost (ve vakuu) c , nikoli v . V následujícím článku uvidíme,

že c má hodnotu

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \quad (\text{rychlost vln}), \quad (34.3)$$

což je asi $3,0 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Jinými slovy:

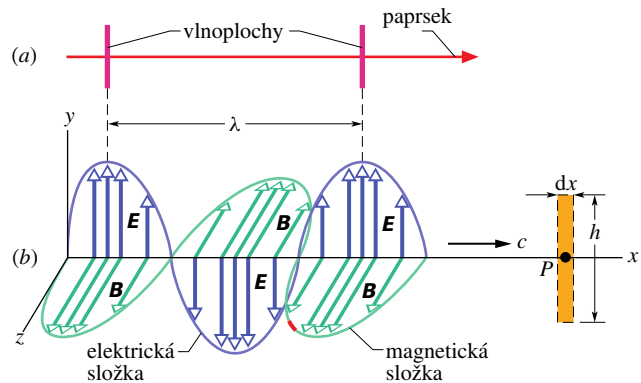
Všechny elektromagnetické vlny, včetně viditelného světla, mají ve vakuu tutéž rychlost c .

Uvidíme též, že rychlost vlny c a amplitudy elektrického a magnetického pole jsou spolu spojeny vztahem

$$\frac{E_m}{B_m} = c \quad (\text{poměr amplitud}). \quad (34.4)$$

Když rov. (34.1) vydělíme rov. (34.2) a pak dosadíme z rov. (34.4), zjistíme, že okamžité hodnoty obou polí jsou spojeny vztahem

$$\frac{E}{B} = c \quad (\text{poměr okamžitých hodnot}). \quad (34.5)$$



Obr. 34.5 (a) Elektromagnetická vlna reprezentovaná paprskem se dvěma čely vln (vlnoplochy) vzdálenými o vlnovou délku λ . (b) Tatáž vlna reprezentovaná „momentkou“ svého elektrického pole $\mathbf{E}$ a magnetického pole $\mathbf{B}$ v bodech na ose x , podél které se vlna šíří rychlostí c . Když prochází bodem P , pole se mění tak, jak je nakresleno na obr. 34.4. Elektrická složka vlny je tvořena pouze elektrickým polem, magnetická pouze polem magnetickým. Vyšrafovaný obdélníček u P je užít v obr. 34.6.

Elektromagnetickou vlnu můžeme znázornit tak, jak je to uděláno na obr. 34.5a: **paprskem** (čárou, jejíž směr ukazuje směr šíření) a **vlnoplochy** — **čely vlny** (myšlenými plochami, na kterých má vlna tutéž fázi). Dvě čela vlny se stejnou fází, znázorněná na obr. 34.5a, jsou od sebe vzdálena o jednu vlnovou délku $\lambda = 2\pi/k$ vlny. Vlny šířící se přibližně stejným směrem vytvářejí svazek, např. laserový svazek, který může být reprezentován paprskem.

Vlnu můžeme znázornit též tak, jak je to vidět na obr. 34.5b. Ten ukazuje vektory elektrického a magnetického pole jako „momentku“ v určitém časovém okamžiku. Křivka proložená koncovými body šipek znázorňuje sinusové oscilace dané rov. (34.1) a (34.2), složky vlny $\mathbf{E}$ a $\mathbf{B}$ jsou ve fázi, jsou kolmé navzájem i ke směru šíření vlny.

Při interpretaci obr. 34.5b musíme být poněkud opatrní. Podobné kresby příčných vln na napjaté struně, které jsme diskutovali v kap. 17, znázorňovaly přemísťování částí struny nahoru a dolů při šíření vlny (něco se skutečně hýbalo). Smysl obr. 34.5b je abstraktnější. V určitém daném okamžiku má elektrické a magnetické pole podél osy x určitou velikost a směr (vždy kolmý k ose x). Protože jsme se rozhodli znázornit vektorové veličiny šipkami, musíme nakreslit šipky různé délky, všechny směřující od osy x , jako trny na stonku růže. Ale tyto šipky reprezentují hodnoty pole pro body, které jsou na ose x . Ani šipky, ani sinusové křivky neznamenají nějaký pohyb do strany a šipky nespojují body na ose s nějakými body mimo tuto osu.

Obr. 34.5 znázorňuje situaci, která je vlastně velmi složitá. Všimněme si nejprve magnetického pole. Protože se sinusově mění, indukuje k němu kolmé elektrické pole (elektromagnetická indukce), které se též mění sinusově. Ale protože se toto elektrické pole sinusově mění, indukuje k němu kolmé magnetické pole (magnetoelektrická indukce), a to se též mění sinusově. A tak dále. Tato dvě pole se neustále vytvářejí jedno z druhého díky indukci a výsledné sinusové změny těchto polí se šíří jako vlna — **elektromagnetická vlna**. Bez tohoto překvapujícího výsledku bychom nemohli nic vidět. A navíc, protože potřebujeme elektromagnetické vlny ze Slunce, aby udržovaly teplotu Země, nemohli bychom bez něho vůbec existovat.

Velmi podivná vlna

Vlny, o kterých jsme mluvili v kap. 17 a 18, vyžadovaly určité hmotné prostředí, kterým se mohly šířit. Byly to vlny šířící se na struně, procházející Zemí nebo vzduchem. Ale elektromagnetická vlna (říkejme světelná vlna nebo prostě světlo) se od nich podivně liší — nepotřebuje ke svému šíření žádné hmotné prostředí. Může se skutečně šířit např. vakuem mezi nějakou hvězdou a námi.

Jakmile byla obecně přijata speciální teorie relativity (dlouho poté, co ji Einstein v r. 1905 publikoval), bylo jasné, že rychlost šíření světla je něčím zcela zvláštním. Světlo má totiž stále tutéž rychlost nezávisle na souřadném systému, ve kterém ji měříme. Jestliže vyšlete světelný paprsek podél nějaké osy a požádáte několik pozorovatelů, kteří se pohybují podél této osy různými rychlostmi, ať už ve směru šíření paprsku nebo ve směru opačném, aby rychlost světla změřili, naměří všichni tutéž rychlost. Tento

výsledek je překvapující a je to něco zcela jiného, než kdyby pozorovatelé měřili rychlost například zvuku: pro zvuk by rychlost, s níž se pozorovatelé pohybují, ovlivnila jejich měření (podle pravidla o skládání rychlostí).

Metr je nyní definován tak, že rychlost světla (a také kteréhokoli jiného elektromagnetického vlnění) ve vakuu je přesně

$$c = 299\,792\,458 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1},$$

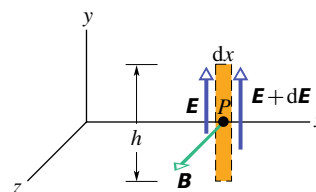
což je možno užít jako standard. (Dalo by se říci, že když nyní měříte dobu šíření světelného pulzu z jednoho bodu do druhého, neměříte vlastně rychlost světla, ale vzdálenost mezi těmito dvěma body.)

34.3 POSTUPNÁ ELEKTROMAGNETICKÁ VLNA (KVANTITATIVNĚ)

Nyní odvodíme rov. (34.3) a (34.4) a kromě toho — což je důležitější — vyšetříme, jak se navzájem indukují elektrické a magnetické pole v elektromagnetické vlně.

Rov. (34.4) a indukované elektrické pole

Čárkovaný obdélník o rozměrech dx a h na obr. 34.6 má střed v bodě P na ose x a leží v rovině xy (je patrný v pravé části obr. 34.5b). Když se elektromagnetická vlna šíří směrem doprava přes obdélník, magnetický tok Φ_B obdélníkem se mění a v důsledku elektromagnetické indukce se v oblasti obdélníka objeví indukované elektrické pole. Označme $\mathbf{E}$ a $\mathbf{E} + d\mathbf{E}$ intenzity indukovaného pole elektrického podél dvou delších stran obdélníka.



Obr. 34.6 Když elektromagnetická vlna prochází bodem P z obr. 34.5, pak sinusové změny magnetického pole $\mathbf{B}$, procházejícího obdélníčkem se středem v bodě P , indukují v obdélníčku elektrické pole. Ve znázorněném okamžiku se pole $\mathbf{B}$ zmenšuje a indukované elektrické pole je tedy větší na pravé straně obdélníčku než na straně levé.

Všimněme si okamžiku, kdy obdélníkem prochází magnetická složka vlny označená na obr. 34.5b červeně. Právě tehdy má magnetická indukce v obdélníku směr kladné osy z a zmenšuje se (než pole dosáhlo červenou oblast, bylo větší). Protože se magnetické pole zmenšuje,

zmenšuje se i magnetický tok Φ_B obdélníkem. Podle Faradayova zákona působí indukované elektrické pole proti změně toku Φ_B , a tedy musí být takové, aby vyvolávalo magnetické pole v kladném směru osy z . To znamená, že představíme-li si obvod obdélníka jako vodivou smyčku, musel by se v ní objevit proud s orientací proti směru otáčení hodinových ručiček. Žádná vodivá smyčka tam není, ale tato analýza ukazuje, že vektory $\mathbf{E}$ a $\mathbf{E} + d\mathbf{E}$ indukovaného elektrického pole jsou skutečně orientovány tak, jak ukazuje obr. 34.6, přičemž velikost vektoru $\mathbf{E} + d\mathbf{E}$ je větší než velikost vektoru $\mathbf{E}$. Jinak by indukované elektrické pole nepůsobilo ve směru obvodu čtyřúhelníka proti směru otáčení hodinových ručiček.

Použijme nyní Faradayova zákona elektromagnetické indukce (rov. (21.22)):

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = -\frac{d\Phi_B}{dt}, \quad (34.6)$$

kde integrujeme proti směru otáčení hodinových ručiček kolem obdélníka na obr. 34.6. K integrálu nepřispívá horní ani dolní strana obdélníka, protože $\mathbf{E}$ a $d\mathbf{s}$ jsou tam navzájem kolmé. Integrál má tedy hodnotu

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = (E + dE)h - Eh = h dE. \quad (34.7)$$

Tok Φ_B tímto obdélníkem je

$$\Phi_B = (B)(h dx) \cos 0, \quad (34.8)$$

kde B popisuje magnetické pole uvnitř obdélníka a $h dx$ je jeho obsah. Derivováním rov. (34.8) podle času dostaneme

$$\frac{d\Phi_B}{dt} = h dx \frac{dB}{dt}. \quad (34.9)$$

Dosadíme-li rov. (34.7) a (34.9) do rov. (34.6), dostaneme

$$h dE = -h dx \frac{dB}{dt}$$

neboli

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{dB}{dt}. \quad (34.10)$$

Jak B , tak i E jsou ovšem funkcemi dvou proměnných, x a t , jak ukazují rov. (34.1) a (34.2). Při výpočtu dE/dx musíme předpokládat, že čas je konstantní, protože obr. 34.6 je „momentka“. Podobně při stanovení dB/dt musíme předpokládat, že x je konstantní, protože měříme rychlost časové změny B na určitém místě, totiž v bodě P z obr. 34.5b. Jde tedy o derivace parciální a rov. (34.10) přepíšeme

$$\frac{\partial E}{\partial x} = -\frac{\partial B}{\partial t}. \quad (34.11)$$

Znaménko minus je v této rovnici správné a nezbytné, protože zatímco podél strany x v obdélníku, podél kterého v obr. 34.6 integrujeme, se E zvětšuje, B se s časem zmenšuje.

Z rov. (34.1) dostáváme

$$\frac{\partial E}{\partial x} = k E_m \cos(kx - \omega t)$$

a z rov. (34.2)

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -\omega B_m \cos(kx - \omega t).$$

Rov. (34.11) pak dává

$$k E_m \cos(kx - \omega t) = \omega B_m \cos(kx - \omega t). \quad (34.12)$$

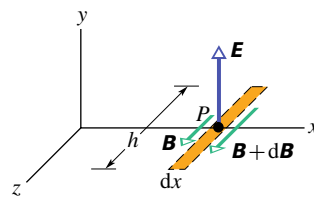
Poměr ω/k je rychlost postupné vlny; značíme ji c . Rov. (34.12) pak bude mít tvar

$$E_m/B_m = c \quad (\text{poměr amplitud}), \quad (34.13)$$

což je rov. (34.4).

Rov. (34.3) a indukované magnetické pole

Obr. 34.7 ukazuje jiný vyšrafovaný obdélník se středem v bodě P z obr. 34.5; tentokrát leží v rovině xz . Když se elektromagnetická vlna šíří ve směru doprava přes tento obdélníček, mění se jím procházející elektrický tok Φ_E a v důsledku magnetoelektrické indukce se vytváří v oblasti obdélníka indukované magnetické pole.



Obr. 34.7 Sinusová změna elektrického pole procházejícího obdélníčkem se středem v bodě P (obr. 34.5) indukuje v obdélníčku (v tomto obrázku) magnetické pole. Znázorněný okamžik je tentýž jako v obr. 34.6: $\mathbf{E}$ se zmenšuje a indukované magnetické pole je proto větší na pravé straně než na straně levé.

Obr. 34.7 znázorňuje situaci ve stejném okamžiku jako obr. 34.6. Připomeňme si, že v tomto zvoleném okamžiku magnetické pole na obr. 34.6 klesá. Protože obě pole jsou ve fázi, elektrické pole na obr. 34.7, tedy i elektrický tok Φ_E se musí též zmenšovat. Na základě úvahy, které jsme použili pro obr. 34.6, zjistíme, že měnící se tok Φ_E bude indukovat magnetické pole s vektory magnetické indukce

$\mathbf{B}$ a $\mathbf{B} + d\mathbf{B}$ orientovanými tak, jak je ukázáno na obr. 34.7, přičemž $\mathbf{B} + d\mathbf{B}$ je větší než $\mathbf{B}$.

Použijeme rov. (32.28) pro magnetoelektrickou indukci

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt}, \quad (34.14)$$

kde integrace probíhá proti směru otáčení hodinových ručiček kolem vyšrafovaného obdélníka z obr. 34.7. K hodnotě integrálu přispívají pouze dlouhé strany obdélníka; je tedy

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = -(B + dB)h + Bh = -h dB. \quad (34.15)$$

Tok Φ_E obdélníkem je

$$\Phi_E = (E)(h dx) \cos 0, \quad (34.16)$$

kde E popisuje elektrické pole uvnitř obdélníka. Derivováním rov. (34.16) podle t dostaneme

$$\frac{d\Phi_E}{dt} = h dx \frac{dE}{dt}. \quad (34.17)$$

Dosadíme-li rov. (34.15) a (34.17) do rov. (34.14), získáme

$$-h dB = \mu_0 \varepsilon_0 \left(h dx \frac{dE}{dt} \right),$$

nebo, změníme-li zápis na parciální derivace, jako jsme to udělali v minulém případě (rov. (34.11)),

$$-\frac{\partial B}{\partial x} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}. \quad (34.18)$$

Znaménko minus je zde opět nutné, protože zatímco B v bodě P na obr. 34.7 v závislosti na x roste, E s časem klesá.

Dosadíme-li rov. (34.1) a (34.2) do rov. (34.18), dostaneme

$$-k B_m \cos(kx - \omega t) = -\mu_0 \varepsilon_0 \omega E_m \cos(kx - \omega t),$$

což můžeme psát jako

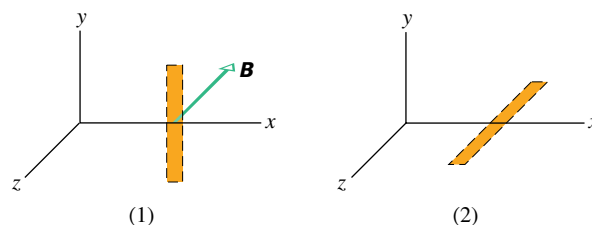
$$\frac{E_m}{B_m} = \frac{1}{\mu_0 \varepsilon_0 (\omega/k)} = \frac{1}{\mu_0 \varepsilon_0 c}. \quad (34.19)$$

Kombinací rov. (34.13) a (34.19) dospějeme ke vztahu

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}} \quad (\text{vlnová rychlost}), \quad (34.20)$$

což je přesně rov. (34.3).

KONTROLA 1: V části 1 obrázku je znázorněno magnetické pole s indukcí $\mathbf{B}$ procházející obdélníkem na obr. 34.6, ale v jiném časovém okamžiku. Vektor $\mathbf{B}$ leží v rovině xz , rovnoběžně s osou z a jeho velikost roste. (a) Doplňte část (1) nakreslením indukovaného elektrického pole, vyznačením směrů a relativních velikostí (podobně jako v obr. 34.6). (b) Pro tentýž okamžik doplňte část (2) obrázku nakreslením elektrického pole elektromagnetické vlny. Nakreslete i indukovaná magnetická pole s vyznačením jejich směru a relativní velikosti (jako v obr. 34.7).



34.4 PŘENOS ENERGIE A POYNTINGŮV VEKTOR

Všichni, kdo se sluní, vědí, že elektromagnetická vlna může přenášet energii a předávat ji tělesu, na které dopadá. Rychlost přenosu energie na jednotku plochy takovou vlnou je popsána vektorem $\mathbf{S}$, jenž se nazývá **Poyntingův vektor** podle Johna Henryho Poyntinga (1852–1914), který jako první diskutoval jeho vlastnosti.* Vektor $\mathbf{S}$ je definován jako

$$\mathbf{S} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{E} \times \mathbf{B} \quad (\text{Poyntingův vektor}) \quad (34.21)$$

a má v soustavě SI rozměr watt na čtverečný metr (W/m^2).

Směr Poyntingova vektoru $\mathbf{S}$ elektromagnetické vlny udává v každém bodě směr přenosu energie. Ten v homogenním prostředí udává i směr šíření vlny.

Protože $\mathbf{E}$ a $\mathbf{B}$ jsou v elektromagnetické vlně navzájem kolmé, je velikost $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ rovna EB . Velikost vektoru $\mathbf{S}$ pak je

$$S = \frac{1}{\mu_0} EB, \quad (34.22)$$

* Až do konce článku 34.4 a v Přehledu & shrnutí v odst. „Tok energie“ používáme symbolu $\mathbf{S}$, resp. S , v tomto smyslu a nikoli, jako jinde, pro označení obsahu plochy.

kde S , E a B jsou okamžité hodnoty. Veličiny E a B jsou navzájem tak těsně spojeny, že stačí pracovat pouze s jednou z nich. Zvolíme E hlavně proto, že většina přístrojů na měření elektromagnetického pole pracuje spíše s elektrickou složkou vlny než s její složkou magnetickou. Ujijeme tedy vztah $B = E/c$ z rov. (34.5) a přepíšeme rov. (34.22) jako

$$S = \frac{1}{c\mu_0} E^2 \quad (\text{okamžitý tok energie}). \quad (34.23)$$

Dosaďme-li $E = E_m \sin(kx - \omega t)$ do rov. (34.23), dostaneme vztah pro přenos energie v závislosti na čase. Pro praxi je však užitečnější střední energie přenesená za určitou dobu. Musíme tedy najít časovou střední hodnotu S ; značíme ji $\bar{S}$ a nazýváme též **intenzita I vlny**. Je tedy

$$I = \bar{S} = \frac{1}{c\mu_0} E_m^2 \overline{\sin^2(kx - \omega t)}, \quad (34.24)$$

kde pruhy nad jednotlivými výrazy znamenají jejich střední hodnotu. Střední hodnota $\sin^2 \theta$ je rovna $1/2$ (obr. 33.14). Definujeme proto novou veličinu E_{ef} — efektivní hodnotu

$$E_{\text{ef}} = \frac{E_m}{\sqrt{2}}. \quad (34.25)$$

Rov. (34.24) pak můžeme přepsat jako

$$I = \frac{1}{c\mu_0} E_{\text{ef}}^2. \quad (34.26)$$

Protože $E = cB$ a c je velmi velké číslo, zdálo by se, že energie spojená s elektrickým polem je mnohem větší než energie spojená s magnetickým polem. Tento závěr by však byl nesprávný: obě energie jsou přesně stejné. Abychom to dokázali, dosadíme do rov. (26.23), která určuje hustotu energie elektrického pole $w_{\text{el}} = \frac{1}{2}\epsilon_0 E^2$, cB za E . Pak

$$w_{\text{el}} = \frac{1}{2}\epsilon_0 E^2 = \frac{1}{2}\epsilon_0 (cB)^2.$$

Jestliže nyní dosadíme za c z rov. (34.3), dostaneme

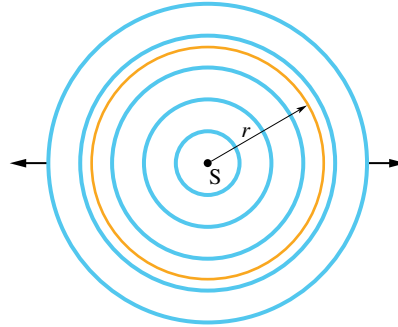
$$w_{\text{el}} = \frac{1}{2}\epsilon_0 \frac{1}{\mu_0\epsilon_0} B^2 = \frac{B^2}{2\mu_0}.$$

Ale rov. (31.56) nám říká, že $B^2/2\mu_0$ je *hustota energie* w_{mg} magnetického pole. Vidíme tedy, že $w_{\text{el}} = w_{\text{mg}}$.

Změna intenzity záření se vzdáleností

Intenzita elektromagnetického záření závisí na vzdálenosti od zdroje často velmi složitě — zejména když zdroj (jako např. reflektor na scéně) soustřeďuje záření do určitého směru. V některých případech však můžeme předpokládat, že

zdroj je bodový a vyzařuje světlo izotropně, tj. vysílá stejnou intenzitu do všech směrů. Kulové vlnoplochy šířící se z takového izotropního bodového zdroje S jsou v určitém okamžiku v řezu zachyceny na obr. 34.8.



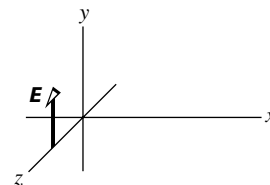
Obr. 34.8 Bodový zdroj S vysílá elektromagnetické vlny rovnoměrně do všech směrů. Kulové vlnoplochy procházejí myšlenou koulí o poloměru r se středem ve zdroji S .

Předpokládejme, že zdroj září stále stejně silně a že energie vln se během šíření zachovává. Sestrojíme kouli se středem ve zdroji S a s poloměrem r , jako je na obr. 34.8. Všechna energie vysílaná zdrojem musí projít touto koulí. Energie prošlá za jednotku času povrchem této koule musí tedy být rovna energii vyslané za stejnou dobu zdrojem, tj. výkonu zdroje P_s . Intenzita na povrchu koule tedy musí být

$$I = \frac{P_s}{4\pi r^2}, \quad (34.27)$$

kde $4\pi r^2$ je povrch koule. Rov. (34.27) nám říká, že intenzita elektromagnetického záření vysílaného izotropním bodovým zdrojem klesá s druhou mocninou vzdálenosti r od zdroje.

KONTROLA 2: Obrázek udává elektrické pole elektromagnetické vlny v určitém bodě a určitém okamžiku. Vlna přenáší energii ve směru záporné osy z . Jaký je směr magnetického pole vlny v tomtéž místě a okamžiku?



PŘÍKLAD 34.1

Pozorovatel je vzdálen 1,8 m od bodového zdroje světla s výkonem $P_s = 250$ W. Vypočítejte efektivní hodnoty elektrického a magnetického pole v místě pozorovatele.

ŘEŠENÍ: Zkombinujeme rov. (34.27) a (34.26), což nám dá

$$I = \frac{P_s}{4\pi r^2} = \frac{1}{c\mu_0} E_{\text{ef}}^2,$$

kde $4\pi r^2$ je povrch koule s poloměrem r a středem ve zdroji. Efektivní hodnota elektrického pole je

$$\begin{aligned} E_{\text{ef}} &= \sqrt{\frac{P_s c \mu_0}{4\pi r^2}} = \\ &= \sqrt{\frac{(250 \text{ W})(3,00 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1})(4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H} \cdot \text{m}^{-1})}{4\pi (1,8 \text{ m})^2}} = \\ &= 48,1 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1} \doteq 48 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}. \quad (\text{Odpověď}) \end{aligned}$$

Efektivní hodnota magnetického pole vyplývá z rov. (34.5) a je

$$\begin{aligned} B_{\text{ef}} &= \frac{E_{\text{ef}}}{c} = \frac{(48,1 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1})}{(3,00 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1})} = \\ &= 1,6 \cdot 10^{-7} \text{ T}. \quad (\text{Odpověď}) \end{aligned}$$

Všimněte si, že hodnota $E_{\text{ef}} = 48 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$ je značná v porovnání s běžnými laboratorními podmínkami, zatímco $B_{\text{ef}} = 1,6 \cdot 10^{-7} \text{ T}$ je dosti malá. Tato okolnost nám pomůže vysvětlit, proč přístroje užívané pro detekci a měření elektromagnetických vln jsou většinou konstruovány tak, že reagují na elektrickou složku vlny. Bylo by ovšem chybou říci, že elektrická složka elektromagnetické vlny je „silnější“ než magnetická. Nelze srovnávat veličiny, které se měří různými jednotkami. Jak jsme viděli, jsou si během šíření elektromagnetické vlny její elektrická a magnetická složka naprosto ekvivalentní a jejich energie, které mohou být srovnávány, jsou si přesně rovny.

34.5 TLAK ZÁŘENÍ

Elektromagnetické vlny mají hybnost i energii. To znamená, že mohou vykonávat tlak — *tlak záření* — na objekt, na který dopadají. Tento tlak bude ovšem velmi malý, protože např. necítíte, když vás ozáří záblesk používaný při fotografování.

Abychom našli výraz pro tento tlak, nechme dopadat svazek elektromagnetického záření — např. světla — na předmět po dobu Δt . Dále předpokládejme, že předmět se může volně pohybovat a že dopadající záření úplně *pohltil*. To znamená, že za dobu Δt získá předmět od záření energii ΔU . Maxwell ukázal, že předmět získá i hybnost. Velikost změny hybnosti Δp je se změnou energie svázána vztahem

$$\Delta p = \frac{\Delta U}{c} \quad (\text{úplné pohlcení}), \quad (34.28)$$

kde c je rychlost světla. Směr změny hybnosti tělesa je dán směrem dopadajícího světla, které těleso pohltilo.

Záření ovšem může být tělesem i *odraženo*, tj. může být opět vysláno z předmětu v jiném směru. Pokud záření dopadlo kolmo a bylo úplně odraženo zpět, bude velikost změny hybnosti dvojnásobná než v minulém případě, tj.

$$\Delta p = \frac{2\Delta U}{c} \quad (\text{úplný zpětný odraz}). \quad (34.29)$$

Podobně když se od rakety kolmo odrazí dokonale pružný tenisový míček, změní raketa svou hybnost dvakrát více, než kdyby na ni dopadla hruška nepružné formely stejné hmotnosti a rychlosti. Jestliže dopadající záření je částečně pohlceno a částečně odraženo, leží změna hybnosti mezi $\Delta U/c$ a $2\Delta U/c$.

Z druhého Newtonova zákona víme, že změnu hybnosti dosáhneme působením síly o velikosti

$$F = \frac{\Delta p}{\Delta t}. \quad (34.30)$$

Abychom našli výraz pro sílu, kterou působí záření v závislosti na své intenzitě I , předpokládejme, že záření dopadá na plochu o obsahu S kolmo ke směru šíření záření. Během časového intervalu Δt bude energie přijatá touto plochou S rovna

$$\Delta U = IS\Delta t. \quad (34.31)$$

Pokud je energie úplně pohlcena, pak rov. (34.28) nám řekne, že $\Delta p = IS\Delta t/c$, a podle rov. (34.30) je velikost síly působící na plochu S

$$F = \frac{IS}{c} \quad (\text{úplné pohlcení}). \quad (34.32)$$

Podobně, jestliže je záření úplně odraženo přesně do opačného směru, je podle rov. (34.29), (34.30) a (34.31)

$$F = \frac{2IS}{c} \quad (\text{úplný odraz do opačného směru}). \quad (34.33)$$

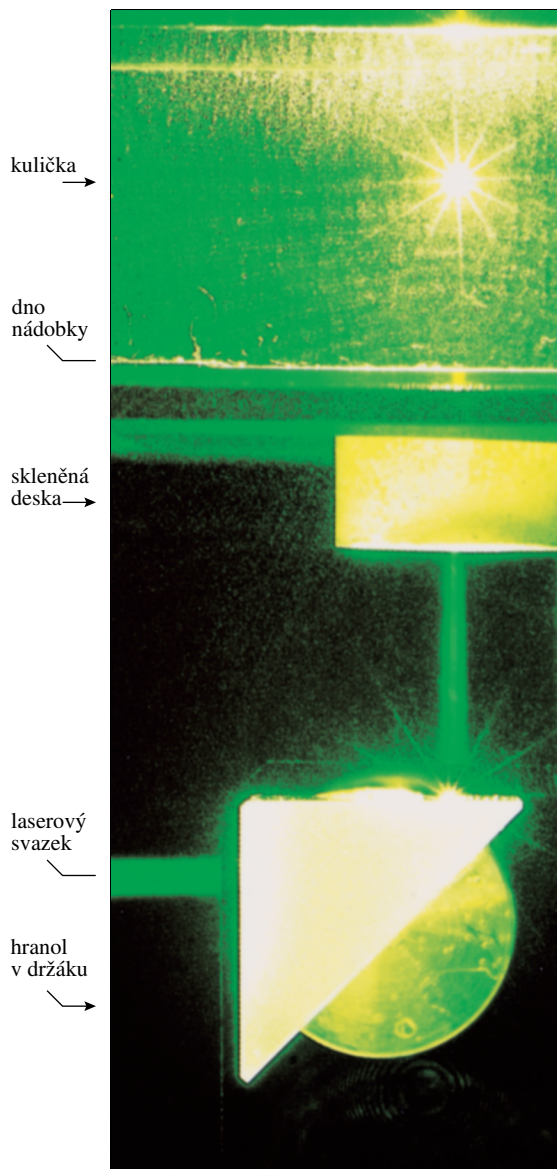
Pokud je záření pohlceno částečně, leží velikost síly, kterou působí záření na plochu o obsahu S , mezi IS/c a $2IS/c$.

Síla působící na jednotku plochy objektu, na který záření dopadá, je **tlak záření** neboli **radiační tlak** p_r . Vyčleníme-li v rov. (34.32) a (34.33) obě strany obsahem S , dostaneme

$$p_r = \frac{I}{c} \quad (\text{úplné pohlcení}) \quad (34.34)$$

a

$$p_r = \frac{2I}{c} \quad (\text{úplný odraz do opačného směru}). \quad (34.35)$$



Původně vodorovný paprsek zeleného světla laseru je pomocí hranolu nasměrován nahoru do evakuované průhledné nádoby na kuličku o průměru $20\ \mu\text{m}$. Kulička světlo rozptýlí; přitom vznikne hvězdíkový obraz viditelný nahoře na fotografii. Než byl laser zapnut, byla kulička na dně nádoby. Tlak záření ji však zvedl asi o 1 cm.

Je třeba dát pozor a nezaměnit symboly p_r pro tlak záření a p pro hybnost.

Vývoj laserové technologie dovolil dosáhnout tlaky záření mnohem větší než např. ty dosažitelné fotografickým bleskem. To souvisí s možností soustředit svazek laserového světla — na rozdíl od světla z vlákna žárovky — na velmi malou plošku s průměrem pouze několika vlnových délek. To pak umožňuje předání velmi velké energie ma-

lým objektům, na které světlo dopadne. Ostře fokusované paprsky lze dokonce použít jako „*laserovou pinzetu*“.

KONTROLA 3: Světlo s rovnoměrně rozloženou intenzitou svítí kolmo na úplně pohlcující povrch. Když se plocha tohoto povrchu zmenší, bude (a) tlak záření, (b) radiální síla působící na povrch větší, menší, nebo stejná?

PŘÍKLAD 34.2

Prach uvolněný z komety nepokračuje po její dráze, protože ho sluneční záření odpuzuje radiálně od Slunce. Předpokládejme, že částice prachu je kulová o poloměru R , má hustotu $\varrho = 3,5 \cdot 10^3\ \text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ a pohlcuje úplně světlo, které na ni dopadá. Pro jaký poloměr R právě vyváží gravitační síla F_g , kterou působí na částici Slunce, radiální sílu F_r slunečního záření?

ŘEŠENÍ: Z rov. (34.27) plyne, že intenzita slunečního světla, dopadajícího na prachovou částici (nebo cokoli jiného) ve vzdálenosti r od Slunce, je rovna

$$I = \frac{P_S}{4\pi r^2}, \quad (34.36)$$

kde $4\pi r^2$ je povrch koule o poloměru r vystavený slunečnímu záření a $P_S = 3,9 \cdot 10^{26}\ \text{W}$ je střední výkon vyzařovaný Sluncem. Z rov. (34.32) máme

$$F_r = \frac{IS}{c} = \frac{I\pi R^2}{c}, \quad (34.37)$$

kde plocha S , která pohlcuje sluneční záření, je průřez koule o obsahu πR^2 (tedy nikoli polovina jejího povrchu). Dosazením rov. (34.36) do (34.37) dostaneme

$$F_r = \frac{P_S R^2}{4cr^2}. \quad (34.38)$$

Rov. (14.1) udává velikost gravitační síly F_g působící na částici

$$F_g = \frac{GM_S m}{r^2} = \frac{4GM_S \varrho \pi R^3}{3r^2}, \quad (34.39)$$

kde $M_S = 1,99 \cdot 10^{30}\ \text{kg}$ je hmotnost Slunce. Hmotnost částice m jsme vyjádřili jako $\frac{4}{3}\pi R^3 \varrho$. Položíme-li $F_r = F_g$, najdeme R :

$$R = \frac{3P_S}{16\pi c \varrho GM_S}.$$

Jmenovatel je

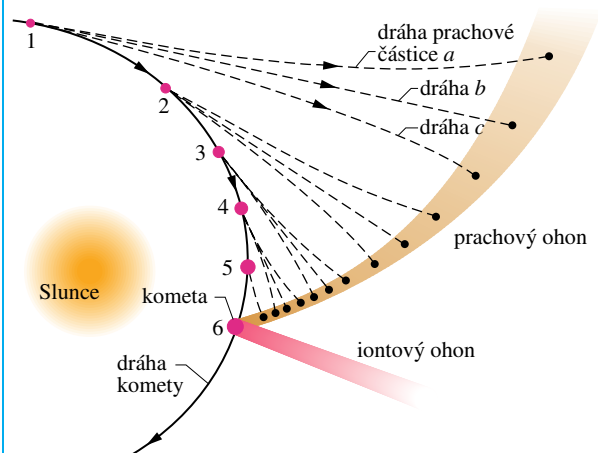
$$\begin{aligned} &16 \pi (3 \cdot 10^8\ \text{m} \cdot \text{s}^{-1}) (3,5 \cdot 10^3\ \text{kg} \cdot \text{m}^{-3}) \cdot \\ &\cdot (6,67 \cdot 10^{-11}\ \text{N} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-2}) (1,99 \cdot 10^{30}\ \text{kg}) = \\ &= 7,0 \cdot 10^{33}\ \text{N} \cdot \text{s}^{-1}. \end{aligned}$$

Pak dostaneme

$$R = \frac{3(3,9 \cdot 10^{26}\ \text{W})}{(7,0 \cdot 10^{33}\ \text{N} \cdot \text{s}^{-1})} = 1,7 \cdot 10^{-7}\ \text{m}. \quad (\text{Odpověď})$$

Všimněte si, že výsledek je nezávislý na vzdálenosti částice od Slunce.

Prachové částice s poloměrem $R \doteq 1,7 \cdot 10^{-7} \text{ m}$ se pohybují přibližně po přímce b na obr. 34.9. Srovnání rov. (34.38) a (34.39) ukazuje, že pro větší hodnoty R převažuje gravitační síla nad tlakem záření, protože F_g roste s R^3 , zatímco F_r jen s R^2 . Částice tedy sledují dráhu, která je zakřivena směrem ke Slunci jako dráha označená c na obr. 34.9. Podobně pro menší hodnoty R převažuje účinek tlaku záření a dráha je zakřivena směrem od Slunce jako dráha a na obrázku. Složením těchto drah vzniká chvost komety.

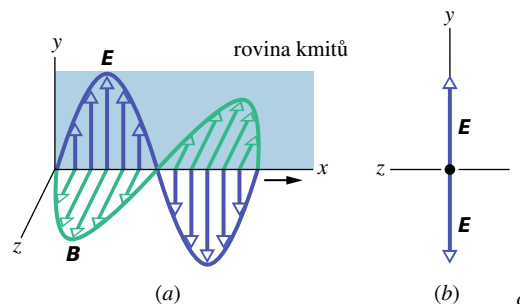


Obr. 34.9 Příklad 34.2. Kometa je v poloze 6. Prach, který ji opustil v pěti předchozích pozicích, byl odpuzován tlakem slunečního záření, sledoval čárkované trajektorie a vytvořil zakřivený prachový ohon komety.

34.6 POLARIZACE

Televizní antény pro velmi vysoké frekvence (velmi krátké vlny VKV, angl. very high frequency VHF) jsou v Anglii orientovány svisle, v USA vodorovně. Rozdíl je dán směrem kmitů elektromagnetických vln, které nesou TV signál. V Anglii je vysílací zařízení uzpůsobeno tak, že vysílá vlny **polarizované** svisle, a že tedy jejich elektrická složka kmitá svisle. Televizní anténa proto musí být také orientována svisle, aby podél ní vznikl při dopadu televizní vlny proud. V USA jsou vlny polarizovány vodorovně.

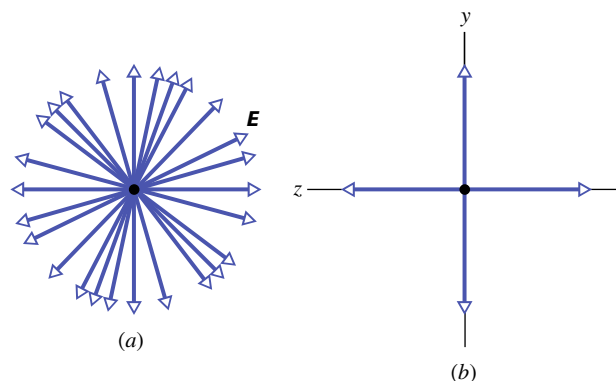
Obr. 34.10a ukazuje elektromagnetickou vlnu, jejíž elektrická složka kmitá rovnoběžně se svislou osou y . Rovina, v níž kmitá vektor elektrické intenzity $\mathbf{E}$, se nazývá **rovina kmitů** (říkáme, že vlna je lineárně polarizovaná ve směru y). Polarizaci můžeme ukázat, když znázorníme elektrické oscilace v „čelním“ pohledu, jako je to na obr. 34.10b.



Obr. 34.10 (a) Rovina kmitů polarizované elektromagnetické vlny. (b) Lepší znázornění polarizace dává pohled „zepředu“ s vyznačením amplitudy elektrického pole.

Polarizované světlo

Elektromagnetické vlny vysílané televizní stanicí mají všechny tutéž polarizaci, ale elektromagnetické vlny vysílané běžným zdrojem světla (jako je Slunce nebo žárovka) jsou polarizovány náhodně neboli **nepolarizovány**. To znamená, že elektrické pole je v libovolném místě vždy kolmé ke směru šíření vlny, ale mění nahodile svůj směr. Kdybychom nyní znázornili čelní pohled na oscilace během nějaké doby, nedostali bychom tak jednoduchý obrázek jako na obr. 34.10b, ale něco podobného obr. 34.11a.



Obr. 34.11 (a) Nepolarizované světlo se skládá z vln s náhodnými směry vektorů elektrické intenzity. Vlny se šíří tímto směrem, zde k nám, a mají tutéž amplitudu E . (b) Jiný způsob reprezentace nepolarizovaného světla: světlo je superpozicí dvou polarizovaných vln, jejichž roviny kmitů jsou navzájem kolmé.

V principu můžeme zjednodušit tento složitý obrázek tím, že každý vektor $\mathbf{E}$ na obr. 34.11a rozložíme na složky y a z a potom najdeme výsledné složky podél obou os zvlášť, jak to vidíme na obr. 34.11b. Tak vlastně schematicky zaměníme nepolarizované světlo za superpozici dvou polarizovaných vln, jejichž roviny kmitů jsou navzájem kolmé. Výsledek je na obr. 34.11b (dvě šipky na každé ose), což

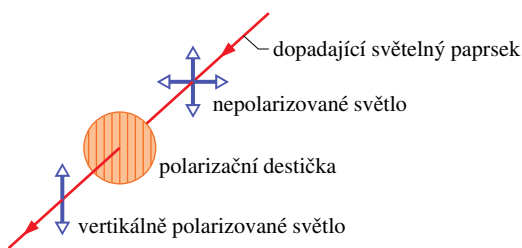
je zjednodušené znázornění nepolarizovaného světla. Podobně můžeme znázornit světlo, které je **částečně polarizované** (oscilace nejsou co do směrů ani úplně nahodilé jako na obr. 34.11a, ani nejsou rovnoběžné s jednou osou jako na obr. 34.10b). V tom případě je pak jedna šipka (dvojice šipek) delší než druhá.

Nepolarizované světlo můžeme polarizovat např. průchodem vhodnými krystaly nebo speciálním polarizátorem (polarizační destičkou), jak je to ukázáno na obr. 34.12. Takové polarizátory, komerčně nazývané **polaroidy** neboli **polarizační filtry**, vynalezl v r. 1932 Edwin Land, když byl ještě studentem. Skládají se z určitých dlouhých molekul rozptýlených v umělé hmotě. Když se vrstva vyrábí, natáhne se a tím se molekuly uspořádají do rovnoběžných řad jako řádky na zoraném poli. Když světlo prochází destičkou, elektrická složka s jedním směrem prochází vrstvou, zatímco složka kolmá k tomuto směru je pohlcena molekulami a zanikne.

Nebudeme se zabývat těmito molekulami, ale připíšeme destičce *směr polarizace*, podél kterého bude procházet složka intenzity elektrického pole:

Složka intenzity elektrického pole rovnoběžná se směrem polarizace prochází polarizační destičkou, složka k ní kolmá je pohlcena.

A tak světlo vycházející z destičky bude mít pouze složku rovnoběžnou se směrem polarizace destičky, bude tedy v tomto směru polarizováno. V obr. 34.12 destička propouští svislé složky, složky vodorovné pohlcuje. Vystupující světlo je tedy polarizováno svisle.



Obr. 34.12 Nepolarizované světlo se polarizuje, když prochází polarizační destičkou. Směr jeho polarizace je pak rovnoběžný se směrem polarizace destičky, která je zde naznačena svislými čarami na destičce.

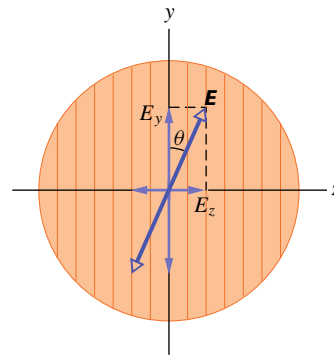
Všimneme si nyní intenzity prošlého světla. Začneme u světla nepolarizovaného. Kmity jeho elektrického pole rozdělíme na složku y a z podle obr. 34.11b tak, že osa y je rovnoběžná se směrem polarizace destičky. Pak jen složky y projdou destičkou, složky z jsou pohlceny. Jak je patrné z obr. 34.11b, je při chaotické orientaci příspěvek složek

y i z stejný. Když je složka y pohlcena, ztrácí se polovina intenzity I_0 původního světla. Intenzita I vystupujícího polarizovaného světla je tedy

$$I = \frac{1}{2} I_0. \quad (34.40)$$

Nazvěme to **pravidlem jedné poloviny**. Můžeme ho užít jen tehdy, když je dopadající světlo nepolarizované.

Předpokládejme nyní, že světlo dopadající na polarizační destičku je již polarizované (obráz. 34.13 ukazuje polarizační destičku ležící v rovině stránky), a uvažujme elektrické pole vlny polarizovaného světla. Jeho intenzitu E



Obr. 34.13 Polarizované světlo dopadající na polarizační destičku. Elektrické pole E světla můžeme rozložit do dvou složek E_y (rovnoběžné se směrem polarizace destičky) a E_z (kolmé k tomuto směru). Složka E_y projde destičkou, složka E_z bude absorbována.

můžeme rozložit na dvě složky vzhledem ke směru polarizace: rovnoběžná složka E_y destičkou projde a kolmá E_z bude pohlcena. Když označíme θ úhel mezi E a směrem polarizace, bude prošlá složka

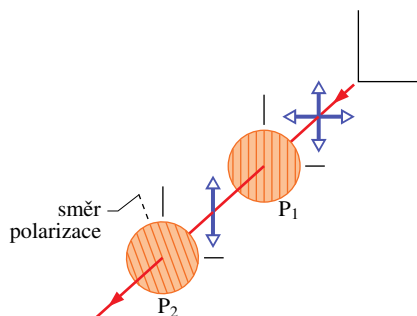
$$E_y = E \cos \theta. \quad (34.41)$$

Připomeňme, že intenzita elektromagnetické vlny (tedy i světelné vlny) je úměrná dvojmoči amplitudy elektrické složky (rov. (34.26)). V našem případě je tedy intenzita vycházející vlny úměrná E_y^2 a intenzita I_0 původní dopadající vlny je úměrná E^2 . Podle rov. (34.41) tedy můžeme psát $I/I_0 = \cos^2 \theta$ neboli

$$I = I_0 \cos^2 \theta. \quad (34.42)$$

Nazvěme to **pravidlem kosinu na druhou**. Toto pravidlo můžeme užít pouze tehdy, je-li světlo dopadající na polarizační destičku již polarizováno. Intenzita I prošlého světla je maximální a rovná intenzitě I_0 dopadajícího světla, když směr polarizace dopadající vlny je rovnoběžný se

směrem polarizace destičky (tj. když θ v rov. (34.42) je 0° nebo 180°). Intenzita I je rovna nule, když dopadající vlna je polarizována kolmo k rovině polarizace destičky (tj. když $\theta = \pm 90^\circ$).



Obr. 34.14 Světlo prošlé polarizační destičkou P_1 je svisle (vertikálně) polarizováno, jak je naznačeno svislou šipkou. Kolik z tohoto světla projde polarizační destičkou P_2 , bude záležet na úhlu mezi směrem polarizace světla a směrem polarizace P_2 (znázorněným čárkovanou čarou).

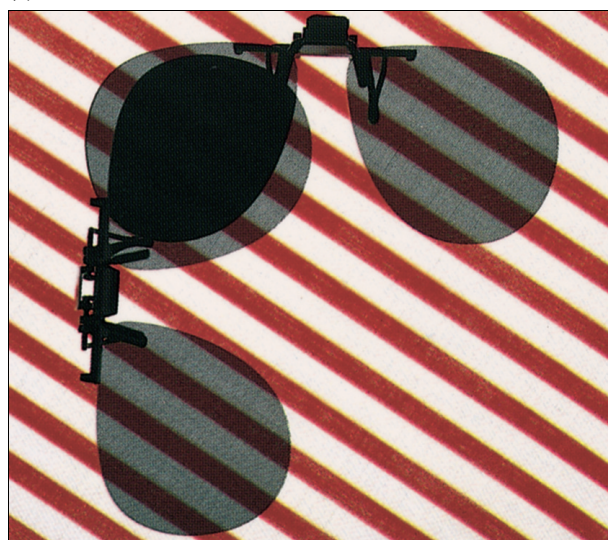
Obr. 34.14 ukazuje uspořádání, v němž původně nepolarizované světlo prochází dvěma polarizačními destičkami P_1 a P_2 . (První destičku často označujeme jako *polarizátor* a druhou jako *analyzátor*.) Protože směr polarizace P_1 je svislý, je světlo procházející od P_1 k P_2 polarizováno ve svislém směru. Pokud je směr polarizace P_2 též svislý, pak všechno světlo prošlé P_1 projde i P_2 . Pokud je směr polarizace P_2 vodorovný, neprojde jím žádné světlo, které prošlo P_1 . Ke stejnému výsledku dojdeme, když budeme uvažovat pouze vzájemnou orientaci obou destiček: jsou-li směry jejich polarizace rovnoběžné, projde světlo prošlé první z nich i druhou. Jestliže jsou jejich směry polarizace kolmé (říkáme, že polarizátory jsou *zkřížené*), pak druhou destičkou neprojde žádné světlo. Oba extrémy jsou zobrazeny na obr. 34.15 pomocí slunečních brýlí. Je-li úhel mezi oběma směry polarizace mezi 0° a 90° , pak část světla prošlého destičkou P_1 projde i P_2 . Intenzita tohoto světla bude dána rov. (34.42).

Polarizaci ovlivňuje též rozptyl na atomech nebo molekulách. Při rozptylu je světlo pohlcné určitým objektem, např. molekulou, vysíláno zpět mnoha směry, většinou náhodnými. Příkladem je rozptyl slunečního světla molekulami v atmosféře, který je odpovědný za to, že obloha září.

Ačkoli přímé sluneční světlo je nepolarizované, světlo z oblohy je většinou částečně polarizované díky rozptylu. Včely využívají polarizace světla oblohy pro navigaci svého létání z úlu a zpět. Podobně Vikingové ho užívali k navigaci při svých cestách Severním mořem, když Slunce bylo pod horizontem (vzhledem k vysoké hodnotě severní šířky). Tito dávní mořeplavci objevili některé krystaly (nyní



(a)



(b)

Obr. 34.15 Polarizační sluneční brýle jsou opatřeny vrstvami, jejichž směry polarizace jsou svislé, když jsou brýle na očích. (a) Brýle umístěné za sebou propouštějí světlo dosti dobře, když jejich směry polarizace souhlasí, ale (b) zadržují většinu světla, když jsou zkřížené.

nazývané kordierity), které měnily svou barvu, když se otáčely v polarizovaném světle. Když se námořníci dívali na oblohu skrze takový krystal a otáčeli jím kolem směru pozorování, mohli zaměřit směr ke Slunci a tak zjistit, kde je jeh.

Anizotropie

Světlo může být polarizováno i jinými prostředky než polarizačními destičkami, např. odrazem (diskutovaným v čl. 34.9) nebo lomem, případně průchodem anizotropními krystaly, vykazujícími **dvojlom**. Anizotropii můžeme přiblížit takto:

V obyčejném, izotropním prostředí se šíří kterýmkoli směrem světlo stejně rychle a s libovolnou polarizací. Formálně to lze popsat tak, že v každém směru paprsku se

mohou šířit dvě vlny, každá polarizovaná, přičemž roviny polarizace jsou na sebe kolmé. Mají-li obě vlny stejnou rychlost, pak se mohou skládat a jejich složením může vzniknout vlna, šířící se v tomtéž směru a mající libovolnou rovinu polarizace.

Jestliže však jsou obě povolené rychlosti světla v daném směru v krystalu různé, mají obě vlny při téže frekvenci různou vlnovou délku a již je nelze prostě sečíst a dostat vlnu s libovolnou rovinou polarizace. V takovém směru se tedy šíří dvě vlny téže frekvence (barvy světla), ale s různými rychlostmi a tedy s různými vlnovými délkami; každá z nich je polarizovaná a roviny polarizací jsou k sobě kolmé. Lze odvodit a je také známo z praxe, že existují dva typy krystalů:

Jednoosý krystal povoluje v každém směru jeden paprsek (tzv. *řádný*) s rychlostí nezávislou na směru a druhý paprsek (*mimořádný*) mající obecně rychlost menší (krystal opticky *pozitivní*) nebo naopak větší (krystal opticky *negativní*) než paprsek řádný. V jediném směru, zvaném **optická osa** krystalu, mají oba paprsky stejnou rychlost a tímto jediným směrem se tedy může krystalem šířit i nepolarizované světlo. Ve všech ostatních směrech se původně nepolarizovaný paprsek rozštěpí na dva různě rychlé paprsky polarizované v rovinách na sebe kolmých.

Dvouosý krystal se chová podobně, ale oba paprsky jsou „mimořádné“ v tom smyslu, že rychlost obou závisí na směru šíření v krystalu. Takový krystal má dvě optické osy, v nichž jsou rychlosti obou paprsků stejné.

Mimořádný paprsek je zajímavý tím, že směr přenosu energie není kolmý, ale šikmý vůči vlnoploše. Rojnice vojáků postupující přímo dopředu představuje čelo vlnoplochy v izotropním prostředí. Směr pohybu vojáků odpovídá směru přenosu energie (paprsek) a zde splývá s normálou k vlnoploše (rojnici). Postupují-li však vojáci úkroky *šikmo* vpřed, představují vlnu v anizotropním prostředí. Mimořádný paprsek, tj. směr pohybu jednotlivého vojáka a také směr přenosu energie vlny, nesouhlasí s normálou, tj. kolmicí k rojnici (řekněme — s pohybem hranice území obsazeného vojáků).

PŘÍKLAD 34.3

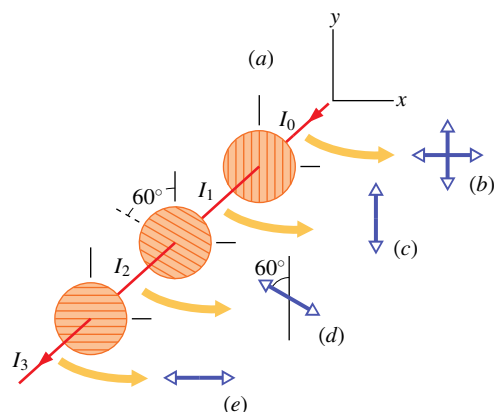
Obr. 34.16a ukazuje systém tří polarizačních destiček postavených do cesty paprsku původně nepolarizovaného světla. Směr polarizace první z nich je rovnoběžný s osou y , směr druhé je natočen o 60° proti směru otáčení hodinových ručiček a směr třetí je rovnoběžný s osou x . Jaká část světla s původní intenzitou I_0 vystoupí ze systému a jak bude toto světlo polarizováno?

ŘEŠENÍ: Budeme řešit problém v postupných krocích, po jednotlivých destičkách. Původní vlna je znázorněna

na obr. 34.16b s užitím dvojitého šipek podobně jako na obr. 34.11b. Protože světlo původně není polarizováno, je intenzita světla I_1 prošlého první destičkou dána pravidlem jedné poloviny (rov. (34.40))

$$I_1 = \frac{1}{2} I_0.$$

Polarizace tohoto prošlého světla je (jako vždy) rovnoběžná se směrem polarizace destičky, tj. rovnoběžná s osou y , jak je to naznačeno na čelním pohledu v obr. 34.16c.



Obr. 34.16 Příklad 34.3. (a) Původně nepolarizované světlo s intenzitou I_0 přichází (shora) do systému se třemi polarizačními destičkami. Jsou naznačeny intenzity světla I_1 , I_2 a I_3 prošlého jednotlivými destičkami. Směry polarizace jsou ukázány i v pohledu zepředu pro světlo původní (b), světlo prošlé první destičkou (c), druhou destičkou (d) a třetí destičkou (e).

Protože světlo dopadající na druhou destičku je polarizované, intenzita světla I_2 prošlého touto destičkou je dána pravidlem kosinu na druhou (rov. (34.42)). Úhel θ je zde úhel mezi směrem polarizace vstupujícího světla (rovnoběžně s osou y) a směrem polarizace druhé destičky (60° proti směru otáčení hodinových ručiček od osy y), což je 60° . Je tedy

$$I_2 = I_1 \cos^2 60^\circ.$$

Polarizace tohoto prošlého světla je rovnoběžná se směrem polarizace destičky, tj. je 60° proti směru otáčení hodinových ručiček od osy y , jak ukazuje čelní pohled na obr. 34.16d.

Protože toto světlo je polarizované, intenzita I_3 světla prošlého třetí destičkou je opět dána pravidlem kosinu na druhou. Úhel θ je nyní úhel mezi směrem polarizace vstupujícího světla (obr. 34.16d) a směrem polarizace třetí destičky, který je rovnoběžný s osou x , takže $\theta = 30^\circ$ a pak platí

$$I_3 = I_2 \cos^2 30^\circ.$$

Toto celkově prošlé světlo je polarizováno rovnoběžně s osou x (obr. 34.16e). Intenzitu nalezneme, když do této

rovnice postupně dosadíme za I_2 a I_1 :

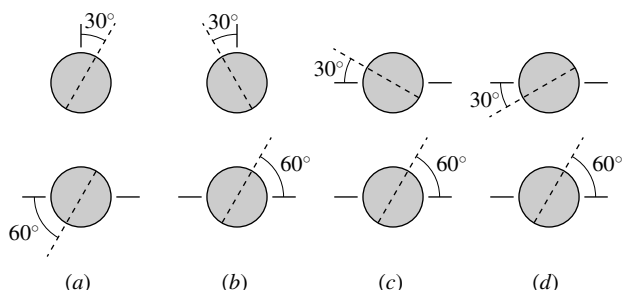
$$I_3 = I_2 \cos^2 30^\circ = (I_1 \cos^2 60^\circ) \cos^2 30^\circ = \\ = \left(\frac{1}{2} I_0\right) \cos^2 60^\circ \cos^2 30^\circ = 0,094 I_0.$$

Je tedy

$$\frac{I_3}{I_0} = 0,094. \quad (\text{Odpověď})$$

Z tohoto systému se třemi polarizačními destičkami tedy vychází pouze 9,4 % původní energie. (Jaká část energie by vycházela, kdybychom vyjmuli druhou destičku?)

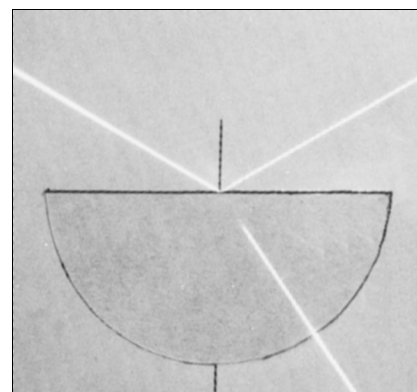
KONTROLA 4: Obrázek ukazuje čtyři páry polarizačních destiček v čelním pohledu. Každý pár je umístěn do dráhy paprsku původně nepolarizovaného světla (jako tři destičky na obr. 34.16a). Směr polarizace destiček (naznačený čárkovanou čarou) je vztažen buď k vodorovné ose x , nebo k svislé ose y . Seřadte páry sestupně podle intenzity prošlého světla.



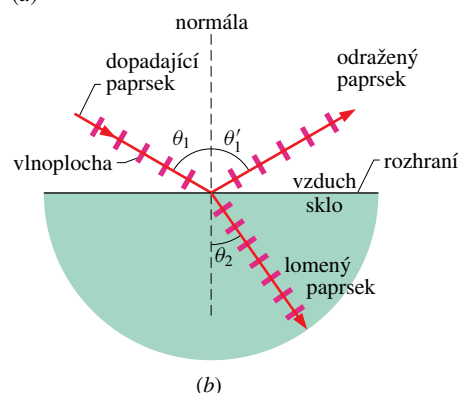
34.7 ODRAZ A LOM

Ačkoli se světelná vlna rozptyluje, když se vzdaluje od zdroje, můžeme často aproximovat její dráhu jako přímku. Udělali jsme to tak v obr. 34.5a. Studium vlastností světelných vln za této aproximace se nazývá **geometrická optika**. Ve zbytku této kapitoly a v celé kap. 35 se budeme zabývat geometrickou optikou viditelného světla.

Černobílá fotografie na obr. 34.17a ukazuje příklad světelných vln šířících se přibližně po přímkách. Úzký svazek světla dopadající šikmo dolů zleva a procházející vzduchem dopadá na rovinný skleněný povrch. Část tohoto světla se **odrazí** od povrchu a vytvoří svazek směřující vpravo nahoru, jako by odskočil od povrchu. Zbytek světla projde povrchem do skla a vytvoří svazek směřující napravo dolů. Protože světlo může takto sklem procházet, říkáme, že sklo je *průhledné* — to znamená, že skrz ně



(a)



(b)

Obr. 34.17 (a) Černobílá fotografie ukazující odraz a lom světelného paprsku dopadajícího na vodorovný povrch skla. (Část lomeného světla není na fotografii dobře zachycena.) Na dolním rozhraní, které je zakřivené, je paprsek kolmý k povrchu, takže se tam nelomí. (b) Znárodnění (a) s užitím nakreslených paprsků. Jsou vyznačeny úhly dopadu θ_1 , odrazu θ'_1 a lomu θ_2 .

vidíme. V této kapitole se budeme zabývat pouze průhlednými materiály.

Průchod světla skrz povrch (průchod rozhraním), který rozděljuje dvě prostředí, nazýváme **lom** neboli **refrakce** a o světle říkáme, že se lomí (láme). Pokud směr dopadajícího svazku není k povrchu kolmý, vede lom ke změně směru šíření světla. Světlo tedy lomem mění svůj směr. Všimněte si na obr. 34.17a, že změna směru proběhne pouze na rozhraní, uvnitř skla se světlo šíří opět přímočaře.

Na obr. 34.17b jsou paprsky světla reprezentovány paprskem *dopadajícím*, *odraženým* a *lomeným*. Každý z těchto paprsků má určitý směr vzhledem ke směru normály, tj. kolmice k povrchu v místě dopadu paprsku. Na obr. 34.17b je **úhel dopadu** θ_1 , **úhel odrazu** θ'_1 a **úhel lomu** θ_2 . Všechny se měří vzhledem k normále. Rovinu, ve které leží dopadající paprsek a normála, nazýváme *rovina dopadu*. Na obr. 34.17b je to rovina papíru.



Tajné letadlo F-117A je prakticky neviditelné pro radar, protože je opatřeno panely, které jsou nasměrovány tak, že odrážejí radarové signály nahoru a dolů, nikoli do směru radarové stanice.

Experiment ukazuje, že odraz a lom se řídí dvěma zákony:

Zákon odrazu: Odražený paprsek leží v rovině dopadu a úhel odrazu se rovná úhlu dopadu. V obr. 34.17b to znamená

$$\theta'_1 = \theta_1 \quad (\text{odraz}). \quad (34.43)$$

(Proto budeme dále čárku u úhlu odrazu vynechávat).

Zákon lomu: Lomený paprsek leží v rovině dopadu a úhel lomu je spojen s úhlem dopadu vztahem

$$n_2 \sin \theta_2 = n_1 \sin \theta_1 \quad (\text{lom}). \quad (34.44)$$

Zde symboly n_1 a n_2 jsou bezrozměrové veličiny nazývané **index lomu**. Charakterizují prostředí, v němž k lomu dochází. Tento vztah, nazývaný **Snellovým zákonem**, odvodíme v kap. 36. Jak tam uvidíme, index lomu určitého prostředí je roven c/v , kde c je rychlost světla ve vakuu a v jeho rychlost v daném prostředí.

Tab. 34.1 uvádí indexy lomu některých běžných látek. Pro vakuum je n definitoricky přesně rovno 1. Pro vzduch je n velmi blízké 1 (tuto aproximaci budeme často používat).

Upravíme rov. (34.44) na

$$\sin \theta_2 = \frac{n_1}{n_2} \sin \theta_1, \quad (34.45)$$

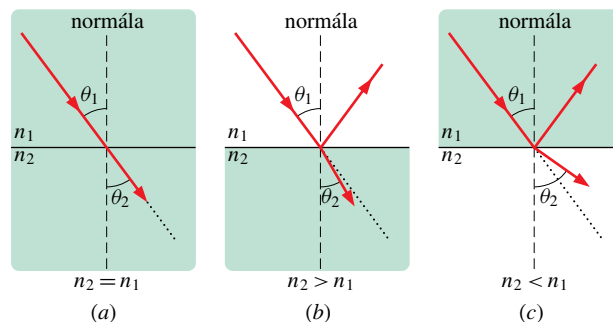
abychom porovnali úhel lomu s úhlem dopadu. Vidíme, že hodnota θ_2 závisí na podílu hodnot n_1 a n_2 . Mohou nastat tři základní situace:

1. Pokud je n_2 rovno n_1 , pak je θ_2 rovno θ_1 . V tomto případě k lomu ani odrazu nedochází, světlo pokračuje v původním směru jako na obr. 34.18a.

2. Je-li n_2 větší než n_1 , je θ_2 menší než θ_1 . V tomto případě se paprsek odchyluje směrem k normále jako na obr. 34.18b.

3. Je-li n_2 menší než n_1 , pak je θ_2 větší než θ_1 a lomený paprsek se odchyluje směrem od normály jako na obr. 34.18c.

Lom nemůže odchýlit lomený paprsek natolik, aby byl na téže straně normály jako paprsek dopadající.



Obr. 34.18 Světlo lámající se z prostředí s indexem lomu n_1 do prostředí s indexem lomu n_2 . (a) Paprsek se neláme (ani neodráží), když $n_1 = n_2$. „Lomené“ světlo se šíří v *nezměněném směru* (tečkovaná čára). (b) Paprsek se lomí směrem k normále, když $n_1 < n_2$, a (c) od normály, když $n_1 > n_2$.

Tabulka 34.1 Některé indexy lomu pro vlnovou délku 589 nm (žluté sodíkové světlo)

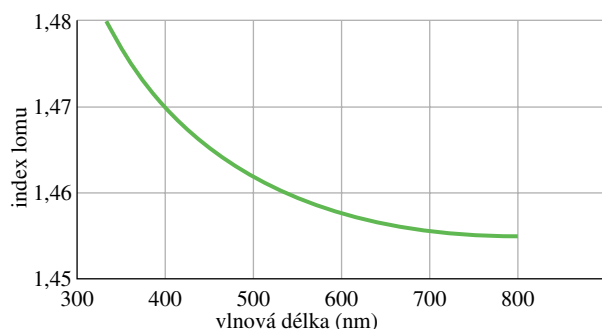
LÁTKA	INDEX	LÁTKA	INDEX
vakuum	přesně 1	typické sklo	1,52
vzduch ^a	1,000 29	chlorid sodný	1,54
voda (20 °C)	1,33	polystyren	1,55
aceton	1,36	sirouhlík	1,63
ethylalkohol	1,36	těžké flintové sklo	1,65
roztok cukru (30 %)	1,38	sařír	1,77
tavený křemen	1,46	nejtěžší flintové sklo	1,89
roztok cukru (80 %)	1,49	diamant	2,42

^a za standardních podmínek

Chromatická disperze

Index lomu libovolného hmotného prostředí (tedy nikoli vakua) závisí na vlnové délce světla. Z toho vyplývá, že když se svazek skládá z vln různých vlnových délek, lomí se na rozhraní pod různými úhly. Světlo se tedy lomem rozloží. Tento jev se nazývá **(chromatická) disperze**, přičemž výraz „chromatická“ zdůrazňuje rozklad světla podle jeho vlnové délky, tedy barvy (řec. chróma = barva). Lom na obr. 34.17 a 34.18 neukazuje chromatickou disperzi, světelné paprsky jsou tam *monochromatické* (tj. mají jednu určitou vlnovou délku či barvu).

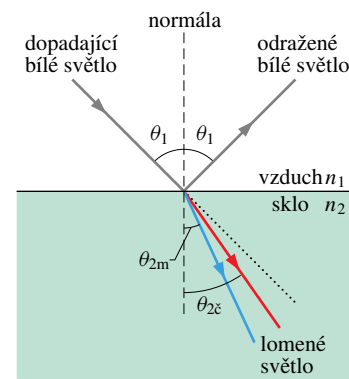
Obecně je index lomu prostředí větší pro kratší vlnové délky (odpovídající, řekněme, modré barvě světla) než pro delší vlnové délky (odpovídající červené). Jako příklad je na obr. 34.19 ukázána závislost indexu lomu na vlnové délce pro tavený křemen. Z této závislosti plyne, že ve svazku obsahujícím obě vlnové délky se při lomu na rozhraní mezi vzduchem a křemenem odchýlí modrá složka (paprsek tvořený vlnou modrého světla) více než červená. (Jestliže pro konkrétní látku v konkrétní oblasti vlnových délek se naopak vlny s kratší vlnovou délkou odchýlí méně než vlny s delší vlnovou délkou, hovoříme o anomální disperzi.)



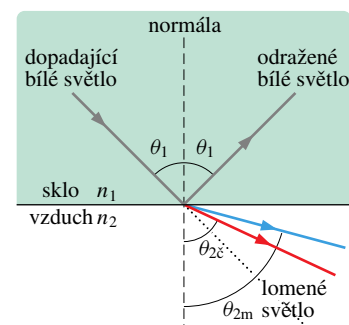
Obr. 34.19 Index lomu taveného křemene jako funkce vlnové délky. Z grafu je vidět, že paprsek světla s krátkou vlnovou délkou, pro kterou je index lomu vyšší, se láme více, když vstupuje do křemene (nebo z něj vystupuje), než paprsek s delší vlnovou délkou.

Svazek *bílého světla* se skládá ze všech (nebo téměř ze všech) barev viditelného spektra s přibližně stejnou intenzitou. Když takový svazek vidíme, vnímáme bílou barvu, nikoli jednotlivé barvy. V obr. 34.20a dopadá svazek bílého světla na povrch skla. (Protože stránky této knihy jsou bílé, je svazek bílého světla reprezentován šedou barvou. Svazek monochromatického světla obvykle znázorňujeme červenou barvou). Z lomeného světla na obr. 34.20a jsou znázorněny pouze složky červená a modrá. Protože modrá složka se odchyluje více než červená, je úhel lomu modré θ_{2m} menší než úhel lomu červené $\theta_{2č}$. (Vzpomeňme si, že

úhly se měří od normály.) Na obr. 34.20b dopadá svazek bílého světla na rozhraní sklo-vzduch. Modrá složka se opět vychyluje více než červená, protože $\theta_{2m} > \theta_{2č}$.



(a)



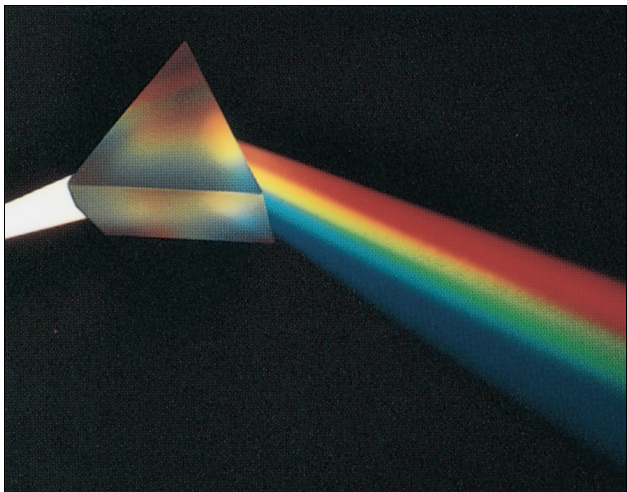
(b)

Obr. 34.20 Chromatická disperze bílého světla. Modrá složka je odchýlována více než červená. (a) Při průchodu světla ze vzduchu do skla se modrá složka šíří ve směru blíže ke kolmici než červená, (b) při průchodu světla ze skla do vzduchu se modrá složka láme více od kolmice.

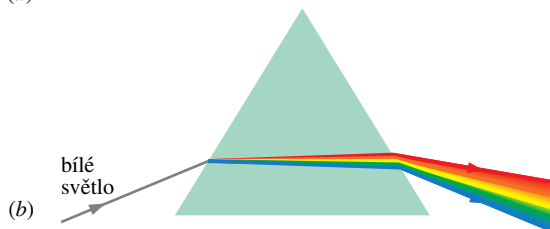
Abychom oddělení složek zvýraznili, můžeme užít skleněný trojboký hranol jako na obr. 34.21a. Disperze na prvním rozhraní (na obr. 34.21a, b vlevo) je zvýrazněna lomem a další disperzí na druhém rozhraní.

Nejpůsobnějším příkladem chromatické disperze je *duha*. Když bílé sluneční světlo dopadá na padající dešťovou kapku, část světla se lomí do kapky, odrazí se od vnitřního povrchu kapky a pak se lomí ven z kapky (obr. 34.22). Jako v případě hranolu i zde rozloží první lom světlo na barevné složky a druhý lom toto rozdělení zvětší.

Duha, kterou vidíme, je tvořena světlem lomeným ve velkém počtu kapek: červená barva pochází z kapek, které jsou poněkud výše na obloze, modrá z kapek, které jsou níže, a barvy mezi nimi od kapek ve středních polohách. Všechny kapky vysílající různé barvy jsou asi 42° od směru daného bodem, který je právě na opačné straně než Slunce z vašeho pohledu. Pokud je déšť rozsáhlý a světlo intenzívní, uvidíte celý oblouk s červenou barvou vně a modrou uvnitř. Vaše duha je pouze vaše, protože jiný pozorovatel vidí světlo pocházející z jiných kapek.

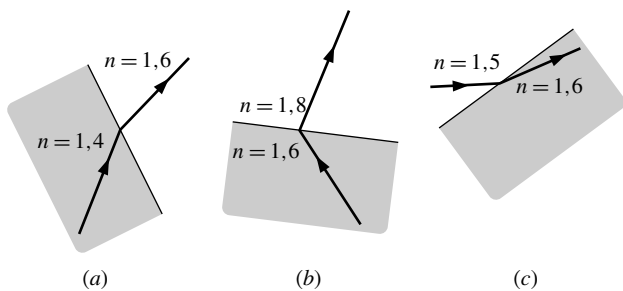


(a)



Obr. 34.21 (a) Trojboký hranol rozkládající světlo na barevné složky. (b) Chromatická disperze probíhá na prvním rozhraní a zesiluje se na druhém.

KONTROLA 5: Který z následujících obrázků (pokud vůbec některý) ukazuje fyzikálně možný lom?



(a)

(b)

(c)

PŘÍKLAD 34.4

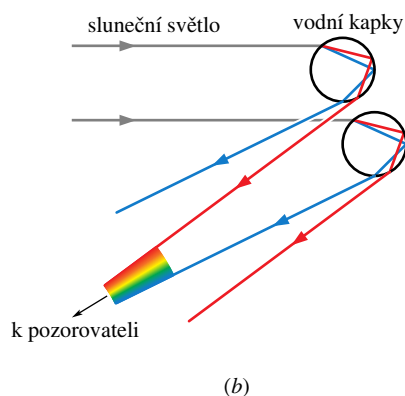
Plavec ponořený pod hladinou hledí z bazénu přímo nahoru skrze rozhraní voda-vzduch.

(a) V jakém rozsahu úhlů vidí plavec zdroje světla nad vodou? Předpokládejme, že světlo je monochromatické a index lomu vody je 1,33.

ŘEŠENÍ: Světlo z vnějších zdrojů dopadá do očí plavce poté, co se lomilo na rozhraní vzduch-voda v soulase



(a)



(b)

Obr. 34.22 (a) Duha je vždy kruhový oblouk, který má střed ve směru, ve kterém byste se dívali směrem přímo od Slunce. Za normálních podmínek se vám může poštěstit, že uvidíte dlouhý oblouk, ale pokud se díváte ze zvýšeného stanoviště, můžete skutečně vidět celý kruh. (b) Rozklad slunečního světla na jednotlivé barvy, když se světlo láme při vstupu a výstupu z kapek vody, vede ke vzniku duhy. Obrázek ukazuje situaci, kdy sluneční světlo přichází vodorovným směrem. Jsou vyznačeny průběhy červeného a modrého paprsku pro dvě kapky. I mnohé další kapky přispívají k červenému a modrému paprsku i paprskům dalších barev viditelného spektra.

s rov. (34.44). Zavedme do této rovnice index 1 pro vzduch a index 2 pro vodu. Potom máme pro $n_1 = 1,00$ a $n_2 = 1,33$; $n_2 > n_1$. To znamená, že lom paprsků při průchodu rozhraním vzduch-voda probíhá směrem k normále, jako v obr. 34.18b. Lom obecného paprsku s úhlem dopadu θ_1 a úhlem lomu θ_2 je ukázán na obr. 34.23a. Oči plavce jsou umístěny do bodu E . Všimněte si, že lomený paprsek svírá se svislicí v bodě E úhel θ_2 .

Z rov. (34.44) víme, že úhel lomu θ_2 je s úhlem dopadu θ_1 spojen vztahem

$$\sin \theta_2 = \frac{n_1}{n_2} \sin \theta_1. \quad (34.46)$$

Abychom tedy našli úhly, pod kterými paprsky z vnějších zdrojů dosáhnou bod E , musíme najít příslušný rozsah úhlů θ_1 . To nám pak dá rozmezí úhlů θ_2 .

Nejmenší hodnota θ_1 je 0° , což je hodnota pro paprsek dopadající na rozhraní kolmo. Pro ni dá rov. (34.46) hodnotu

$$\sin \theta_2 = \frac{1,00}{1,33} \sin 0^\circ = 0,$$

tj.

$$\theta_2 = 0^\circ.$$

Dopadající paprsek A na obr. 34.23b ukazuje tuto situaci: dopadající paprsek se neodchyluje, dosáhne bodu E po svislé přímce.

Maximální hodnota θ_1 je přibližně 90° , tj. hodnota pro světlo, které dopadá téměř rovnoběžně s rozhraním. Rovnice (34.46) dává

$$\sin \theta_2 = \frac{1,00}{1,33} \sin 90^\circ = 0,752,$$

tj.

$$\theta_2 = 48,8^\circ.$$

V obr. 34.23b ukazují tuto situaci dva dopadající paprsky b , které dopadají na povrch pod maximálním úhlem (90°), ale když dospějí k plavci, svírají se svislicí úhel $48,8^\circ$.

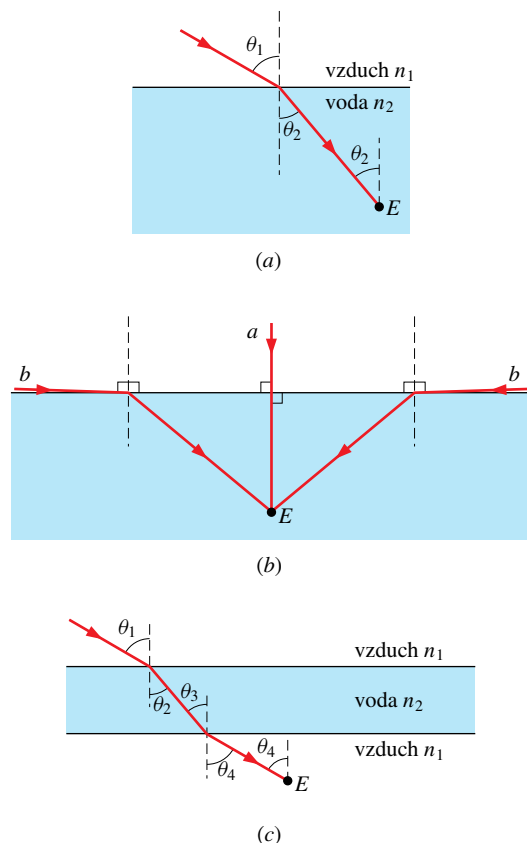
Obr. 34.23b ukazuje situaci pouze v jedné rovině. Když budeme otáčet tuto rovinu kolem svislice, vytvoříme celý prostor, který plavec uvidí. A tak všechny lomené paprsky dosahující k plavci od vnějších zdrojů tvoří kužel s vrcholem v E , který protíná rovinu rozhraní voda-vzduch v kruhu přesně nad E . Jeho vrcholový úhel je

$$2\theta_2 = 97,6^\circ \doteq 100^\circ. \quad (\text{Odpověď})$$

Zorné pole vnějšího světa je pro plavce omezeno kružnicí nad jeho hlavou, která tvoří jakési jeho vlastní okno.

(b) Plavec bude mít nyní na očích plaveckou masku. Tenká roviná destička z průhledného plastického materiálu, skrz kterou plavec hledí, je vodorovná, vnitřek masky je vyplněn vzduchem. V jakém rozsahu úhlů uvidí plavec zdroje

nacházející se vně vody? (Zanedbáme lom na čelní plastické destičce; kdybychom ho uvažovali, neměnilo by to výsledek).



Obr. 34.23 Příklad 34.4. (a) Paprsek světla lomí se do vody dopadá do oka plavce v bodě E . Úhel paprsku v E se měří vzhledem k vertikále. (b) Paprsek a kolmý k rozhraní vzduch-voda a paprsek b , téměř rovnoběžný s tímto rozhraním, dopadají do bodu E . (c) Oko plavce je nyní ve vzduchu, který je uvnitř masky z průhledného materiálu. Paprsek dopadající do E se v tomto případě láme na dvou rozhraních vzduch-voda.

ŘEŠENÍ: Abychom našli odpověď, vyšetříme lom libovolného paprsku podle obr. 34.23c. Jako dříve se paprsek lomí na rozhraní vzduchu a vody, ale nyní se musí lomit ještě jednou z vody do vzduchu v masce, aby dosáhl bodu E . Nechť je úhel dopadu při druhém lomu θ_3 a úhel lomu θ_4 . Položíme úhel, pod kterým paprsek dopadá do E , rovný θ_4 .

Protože obě rozhraní vzduch-voda na obr. 34.23c jsou rovnoběžná, je $\theta_3 = \theta_2$. Podle rov. (34.44) je úhel lomu θ_4 dán vztahem

$$\sin \theta_4 = \frac{n_2}{n_1} \sin \theta_3.$$

Dosazením θ_2 za θ_3 a $\sin \theta_2$ z rov. (34.46) dostaneme

$$\sin \theta_4 = \frac{n_2}{n_1} \sin \theta_2 = \frac{n_2 n_1}{n_1 n_2} \sin \theta_1 = \sin \theta_1,$$

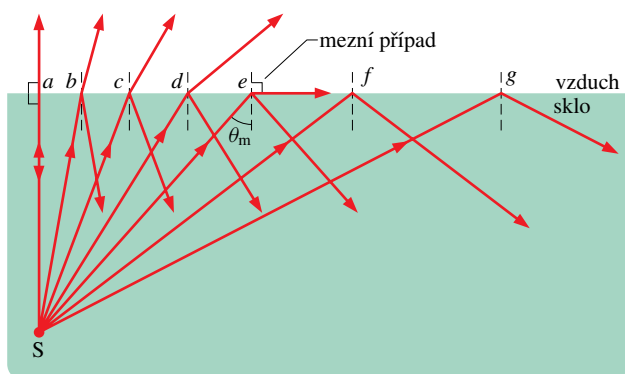
tj.

$$\theta_4 = \theta_1.$$

Vyjádřeno slovy, libovolný paprsek z obr. 34.12c dopadající do bodu E se šíří rovnoběžně s původním směrem. To platí pro všechny paprsky dopadající do E z vnějších zdrojů. Rozsah těchto paprsků sahá od 90° na jedné straně až do 90° na druhé straně. To znamená, že s maskou vidí plavec vnější svět tak, jako by tam voda nebyla, tedy ne „stlačený“ do kužele s vrcholovým úhlem 100° .

34.8 ÚPLNÝ ODRAZ

Obr. 34.24 ukazuje paprsky monochromatického světla z bodového zdroje S uvnitř skla, které dopadají na rozhraní mezi sklem a vzduchem. Paprsek a , který je kolmý k rozhraní, se na rozhraní částečně odrazí, částečně projde, aniž by změnil svůj směr.



Obr. 34.24 Úplný (totální) vnitřní odraz světla z bodového zdroje S umístěného ve skle nastává při všech úhlech dopadu větších než mezní úhel θ_m . Při mezním úhlu se lomené světlo šíří podél rozhraní vzduch-sklo.

Pro paprsky od b do e , které mají postupně větší úhly dopadu, nastává též odraz a lom na rozhraní. Když roste úhel dopadu, roste i úhel lomu. Pro paprsek e je tento úhel roven 90° , to znamená, že se lomený paprsek šíří těsně podél povrchu. Úhel dopadu, který vede k této situaci, nazýváme **mezní úhel** θ_m . Pro úhly větší než je tento úhel, jako jsou na obrázku paprsky f a g , nedojde k lomu vůbec a všechno světlo se odrazí zpět. Mluvíme o **úplném odrazu** neboli o **totální reflexi**.

Abychom našli θ_m , užijeme rov. (34.44). Index 1 přiřadíme sklu, index 2 vzduchu a dosadíme θ_m za θ_1 a 90° za θ_2 :

$$n_1 \sin \theta_m = n_2 \sin 90^\circ,$$

což dává

$$\theta_m = \arcsin \frac{n_2}{n_1} \quad (\text{mezní úhel}). \quad (34.47)$$

Protože sinus nemůže být větší než jedna, nemůže n_2 být v této rovnici větší než n_1 . To znamená, že úplný odraz nemůže nastat, když je zdroj světla v prostředí s nižším indexem lomu. Kdyby zdroj S v obr. 34.24 byl ve vzduchu, všechny paprsky dopadající na rozhraní vzduch-sklo (včetně f a g) by se na rozhraní odrážely i lomily.

Úplný odraz našel mnoho aplikací v lékařské technologii. Např. lékař může hledat vřed v žaludku pacienta tak, že zavede do jeho žaludku dva svazky tenkých optických vláken (obr. 34.25). Světlo, které vchází do konce jednoho svazku, je podrobena mnohonásobnému úplnému odrazu uvnitř vláken. Ačkoli je tedy svazek vláken různě prohnutý, světlo osvítlí vnitřek žaludku. Část světla odraženého vnikne do druhého svazku vláken a vyjde ven, kde vytvoří obraz na monitoru, který lékař pozoruje.



Obr. 34.25 Světlo, které vstoupilo do jednoho konce optického vlákna, prochází na jeho druhý konec s malými ztrátami na stěnách vlákna, protože většina světla se na těchto stěnách opakovaně úplně odráží.

PŘÍKLAD 34.5

Na obr. 34.26 je trojboký skleněný hranol ve vzduchu. Paprsek dopadající kolmo na jeho jednu stěnu se úplně odráží na následujícím rozhraní sklo-vzduch. Co můžeme říci o indexu lomu skla n , je-li úhel θ_1 roven 45° ?

ŘEŠENÍ: Užijeme rov. (34.47) a položíme index lomu vzduchu n_2 rovný jedné. Za n_1 dosadíme index lomu skla n . Najdeme mezní úhel

$$\theta_m = \arcsin \frac{n_2}{n_1} = \arcsin \frac{1}{n}.$$

Protože nastává úplný odraz, musí být θ_m menší než θ_1 , které je 45° . Tedy

$$\arcsin \frac{1}{n} < 45^\circ,$$

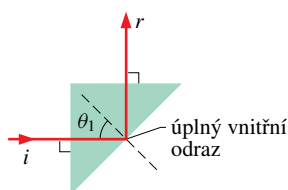
což dává

$$\frac{1}{n} < \sin 45^\circ$$

neboli

$$n > \frac{1}{\sin 45^\circ} = 1,4. \quad (\text{Odpověď})$$

Index lomu skla musí být větší než 1,4, jinak úplný odraz pro naznačený paprsek nenastane.



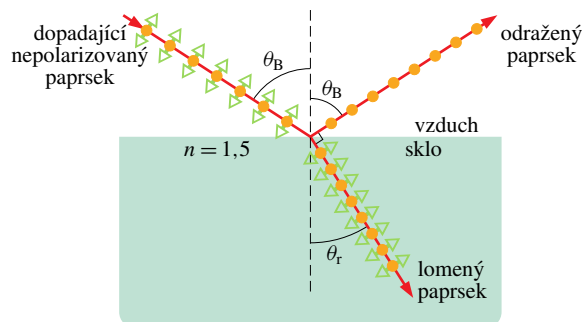
Obr. 34.26 Příklad 34.5. Dopadající paprsek i se úplně odráží na rozhraní sklo-vzduch, stává se z něj odražený paprsek r .

KONTROLA 6: Předpokládejme, že hranol v př. 34.5 má index lomu $n = 1,4$. Dojde k úplnému odrazu, jestliže dopadající paprsek ponecháme vodorovný, ale pootočíme hranolem z obr. 34.26 (a) o 10° ve směru otáčení hodinových ručiček, (b) o 10° proti směru otáčení hodinových ručiček?

34.9 POLARIZACE ODRAZEM

Intenzitu slunečního světla, které pozorujeme po odraze např. na vodě, můžeme zvětšovat nebo zmenšovat, když se díváme skrz polarizační destičku (jako třeba polarizujícími slunečními brýlemi) a otáčíme s ní kolem osy pozorování. Odražené světlo je totiž plně nebo částečně polarizováno díky odrazu na povrchu.

Na obr. 34.27 je znázorněn paprsek nepolarizovaného světla dopadajícího na povrch skla. Rozložíme vektor intenzity elektrického pole světelných vln do dvou složek. Jako kolmé složky označíme ty, které jsou kolmé k rovině dopadu a tedy i k rovině papíru na obr. 34.27. Na obrázku jsou označeny tečkami (jakoby špičkami vektorů). Jako rovnoběžné označíme ty složky, které jsou rovnoběžné s rovinou dopadu, tj. s rovinou stránky v knize. Na obrázku jsou vyznačeny jako dvojité šipky. Protože jde o světlo nepolarizované, jsou obě složky stejně intenzivní.



- složka kolmá k rovině stránky
- ◄◄ složka rovnoběžná s rovinou stránky

Obr. 34.27 Paprsek nepolarizovaného světla dopadá ze vzduchu na povrch skla pod Brewsterovým úhlem θ_B . Vektory intenzity elektrického pole jsou rozloženy na složky kolmé ke stránce (rovině dopadu) a rovnoběžné s ní. Odražené světlo se skládá pouze ze složek kolmých ke stránce, tj. je polarizováno v tomto směru. Lomené světlo je tvořeno původními složkami rovnoběžnými se stránkou a slabšími složkami kolmými ke stránce. Toto světlo je tedy částečně polarizováno.

Odražené světlo má obecně také obě tyto složky, ale s různou intenzitou. To znamená, že odražené světlo je částečně polarizováno — intenzita elektrického pole kmitající v jednom směru má větší amplitudu než intenzita v jiném směru. Když však světlo dopadá pod určitým úhlem, nazývaným **Brewsterův úhel** θ_B , má odražené světlo pouze kolmou složku, jak je to naznačeno na obr. 34.27. Odražené světlo je pak úplně polarizováno ve směru kolmém k rovině dopadu. Rovnoběžná složka dopadajícího světla nezmizí, ale podílí se spolu s kolmou na obou složkách lomeného světla.

Sklo, voda a další dielektrické materiály, které jsme diskutovali v čl. 26.7, mohou při odrazu plně nebo částečně polarizovat světlo. Když vnímáme světlo odražené od takového povrchu, vidíme jasnou skvrnu na povrchu, kde dochází k odrazu. Jestliže je plocha vodorovná jako na obr. 34.27, je odražené světlo polarizováno vodorovně (úplně nebo částečně). Aby nás takové vodorovné plochy neoslňovaly, mají skla polarizačních brýlí svislou polarizaci.

Brewsterův zákon

Pokusem lze ověřit, že pro světlo dopadající pod Brewsterovým úhlem jsou odražený a lomený paprsek navzájem kolmé. Protože odražený paprsek je odražen pod úhlem θ_B (obr. 34.27) a lomený paprsek má úhel θ_r , vidíme, že

$$\theta_B + \theta_r = 90^\circ.$$

Mezi těmito dvěma úhly ale existuje i vztah (34.44).

Označme indexem 1 v rov. (34.44) materiál, kterým prochází dopadající a odražený paprsek. Dostáváme

$$n_1 \sin \theta_B = n_2 \sin \theta_r.$$

Kombinace rovnic vede ke vztahu

$$n_1 \sin \theta_B = n_2 \sin(90^\circ - \theta_B) = n_2 \cos \theta_B,$$

což dává

$$\theta_B = \arctg \frac{n_2}{n_1} \quad (\text{Brewsterův úhel}). \quad (34.48)$$

(Všimněte si, že indexy 1, 2 v rov. (34.48) nejsou libovolné, protože o jejich významu jsme rozhodli již předem). Pokud se dopadající a odražený paprsek šíří vzduchem, můžeme n_1 aproximovat jedničkou a místo n_2 psát pouze n . Rov. (34.48) má pak tvar

$$\theta_B = \arctg n \quad (\text{Brewsterův zákon}). \quad (34.49)$$

Tato zjednodušená forma rov. (34.48) se nazývá **Brewsterův zákon**. Úhel i zákon jsou pojmenovány po siru Davidu Brewsterovi, který je zjistil experimentálně v roce 1812.

PŘÍKLAD 34.6

Chceme použít skleněnou destičku s indexem lomu $n = 1,57$ k polarizaci světla ve vzduchu.

(a) Při kterém úhlu dopadu bude odražené světlo úplně polarizováno?

ŘEŠENÍ: Protože sklo je ve vzduchu, užijeme rov. (34.49), abychom našli Brewsterův úhel:

$$\theta_B = \arctg n = \arctg 1,57 = 57,5^\circ. \quad (\text{Odpověď})$$

(b) Jaký bude odpovídající úhel lomu?

ŘEŠENÍ: Protože $\theta_B + \theta_r = 90^\circ$, máme

$$\theta_r = 90^\circ - \theta_B = 90^\circ - 57,5^\circ = 32,5^\circ. \quad (\text{Odpověď})$$

PŘEHLED & SHRNUÍ

Elektromagnetické vlny

Oscilace elektrického a magnetického pole ve tvaru postupné vlny nazýváme elektromagnetickou vlnou. Všechny možné frekvence elektromagnetických vln tvoří spektrum. V něm jen úzká část přísluší viditelnému světlu. Elektromagnetická vlna šířící se ve směru osy x má elektrickou intenzitu $\mathbf{E} = (0, E, 0)$ a magnetickou indukci $\mathbf{B} = (0, 0, B)$. Obě pole jsou k sobě kolmá a jejich hodnoty závisejí na x a t :

$$E = E_m \sin(kx - \omega t), \quad (34.1)$$

$$B = B_m \sin(kx - \omega t), \quad (34.2)$$

kde E_m a B_m jsou amplitudy E a B . Elektrické pole je indukováno polem magnetickým a naopak. Rychlost elektromagnetických vln ve vakuu značíme c a platí

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}, \quad (34.3)$$

$$c = \frac{E}{B}, \quad (34.5)$$

kde E a B jsou okamžité hodnoty obou polí.

Tok energie

Množství energie přenesené elektromagnetickou vlnou za jednotku času jednotkovou plochou je dáno Poyntingovým vektorem $\mathbf{S}$:

$$\mathbf{S} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{E} \times \mathbf{B}. \quad (34.21)$$

Směr vektoru $\mathbf{S}$ (a tedy i směr šíření vlny a přenosu energie) je kolmý k rovině určené vektory $\mathbf{E}$ a $\mathbf{B}$. Střední hodnotu energie $\bar{S}$ prošlé jednotkovou plochou za jednotku času nazýváme *intenzita* I . Je rovna

$$I = \frac{1}{c\mu_0} E_{\text{ef}}^2, \quad (34.26)$$

kde $E_{\text{ef}} = E_m/\sqrt{2}$. Bodový zdroj elektromagnetických vln vysílá vlny izotropně, tj. se stejnou intenzitou do všech směrů. Intenzita vln ve vzdálenosti r od bodového zdroje s výkonem P_s je

$$I = \frac{P_s}{4\pi r^2}. \quad (34.27)$$

Tlak záření

Když dopadá elektromagnetické záření na nějaký povrch, působí na něj tlakem a výslednou silou. Pokud je záření zcela pohlceno, je velikost působící síly rovna

$$F = \frac{IS}{c} \quad (\text{úplné pohlcení}), \quad (34.32)$$

kde I je intenzita záření a S je obsah plochy kolmé ke směru záření. Pokud je záření úplně odraženo, je velikost síly (v případě kolmého dopadu) rovna

$$F = \frac{2IS}{c} \quad (\text{úplný kolmý odraz}). \quad (34.33)$$

Tlak záření p_r (radiační tlak) je síla na jednotku plochy:

$$p_r = \frac{I}{c} \quad (\text{úplné pohlcení}) \quad (34.34)$$

a

$$p_r = \frac{2I}{c} \quad (\text{úplný kolmý odraz}). \quad (34.35)$$

Polarizace

Elektromagnetická vlna je polarizována, pokud její vektor $\mathbf{E}$ stále kmitá v jedné rovině — v rovině kmitů. Světelné vlny z běžných zdrojů nejsou polarizovány, jsou nepolarizované: jejich polarizace se mění náhodně a rychleji, než můžeme sledovat.

Polarizační destičky

Když do dráhy světla umístíme polarizační destičku, projde jí pouze světlo polarizované rovnoběžně s jejím směrem polarizace. Složky kolmé ke směru polarizace jsou pohlceny. Světlo pak vychází z destičky s polarizací rovnoběžnou se směrem polarizace destičky.

Pokud je dopadající světlo nepolarizované, je intenzita I prošlého světla rovna polovině intenzity světla dopadajícího I_0 :

$$I = \frac{1}{2} I_0. \quad (34.40)$$

Pokud je dopadající světlo polarizováno, závisí prošlá intenzita na úhlu θ mezi směrem polarizace světla a destičky:

$$I = I_0 \cos^2 \theta. \quad (34.42)$$

Geometrická optika

Geometrická optika je přibližná metoda, v níž jsou světelné vlny aproximovány přímkovými světelnými paprsky.

Odraz a lom

Když světlo dopadá na rozhraní mezi dvěma průhlednými prostředími, dochází obvykle k odrazu a k lomu. Oba paprsky, odražený i lomený, zůstávají v rovině dopadu. Úhel odrazu je roven úhlu dopadu a úhel lomu je s úhlem dopadu spojen vztahem

$$n_2 \sin \theta_2 = n_1 \sin \theta_1 \quad (\text{lom}), \quad (34.44)$$

kde $n_1 = c/v_1$ a $n_2 = c/v_2$ jsou indexy lomu prostředí, v nichž se šíří dopadající a lomený paprsek.

Úplný odraz

Vlna procházející rozhraním, na kterém se index lomu zmenšuje, bude úplně odražena (dojde k totální reflexi) tehdy, jestliže úhel dopadu překročí mezní úhel θ_m :

$$\theta_m = \arcsin \frac{n_2}{n_1} \quad (\text{mezní úhel}). \quad (34.47)$$

Polarizace odrazem

Odražená vlna bude úplně polarizována s elektrickou intenzitou $\mathbf{E}$ kolmou k rovině dopadu, jestliže dopadne na rozhraní pod Brewsterovým úhlem θ_B :

$$\theta_B = \arctg \frac{n_2}{n_1} \quad (\text{Brewsterův úhel}). \quad (34.48)$$

OTÁZKY

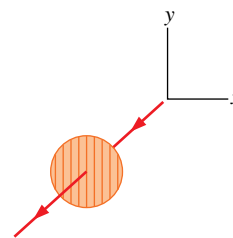
1. Magnetické pole světelné vlny kmitá rovnoběžně s osou y a je dáno vztahem $B_y = B_m \sin(kz - \omega t)$. (a) Ve kterém směru se bude vlna šířit? (b) V jakém směru bude kmitat příslušné elektrické pole?

2. Obr. 34.28 ukazuje směry elektrického a magnetického pole elektromagnetické vlny v určitém okamžiku. Šíří se vlna směrem k nám, nebo od nás?



Obr. 34.28 Otázka 2

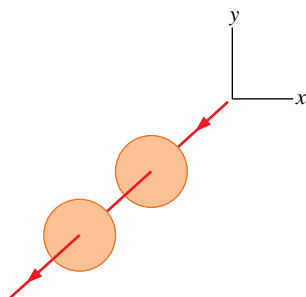
3. (a) Na obr. 34.29 je světelný paprsek, který dopadá na polarizační destičku, jejíž směr polarizace je rovnoběžný s osou y . Otáčíme destičkou o 40° po směru otáčení hodinových ručiček kolem naznačeného směru paprsku. Bude se intenzita prošlého světla během otáčení zvětšovat, zmenšovat, nebo zůstane konstantní jestliže dopadající světlo je (a) nepolarizované, (b) polarizované rovnoběžně s osou x , (c) polarizované ve směru osy y ?



Obr. 34.29 Otázka 3

4. Světlo prochází polarizačním systémem se dvěma polarizačními destičkami, jak je naznačeno na obr. 34.30. Jestliže je poměr intenzity vycházejícího světla ke světlu dopadajícímu roven 0,7, bylo původní světlo polarizované nebo ne?

5. Nepolarizované světlo dopadá na polarizační systém se dvěma polarizačními destičkami z obr. 34.30. Vystupující světlo je polarizováno ve směru 20° po směru otáčení hodinových ručiček od osy y a má poloviční intenzitu než původní světlo. Jaké jsou směry polarizace destiček?

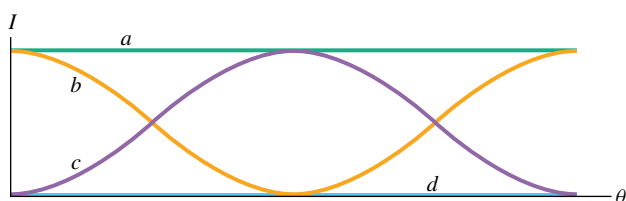


Obr. 34.30 Otázky 4, 5 a 7

6. V obr. 34.16a začněte se světlem, které je původně polarizováno rovnoběžně s osou x , a napište poměr jeho koncové intenzity I_3 k původní intenzitě I_0 jako $I_3/I_0 = A \cos^n \theta$. Jaké bude A , n a θ , když změníme směr polarizace první destičky (a) o 60° proti směru otáčení hodinových ručiček, (b) o 90° ve směru otáčení hodinových ručiček oproti směru ukázanému na obrázku?

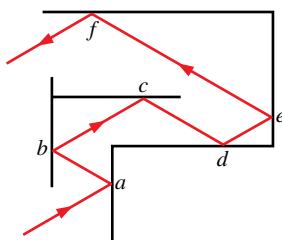
7. Tři polarizační destičky jsou umístěny tak, jako dvě destičky na obr. 34.30. Na systém dopadá původně nepolarizované světlo. Kolik koncových intenzit můžeme vytvořit, pokud jsou směry polarizace tyto: jeden je rovnoběžný s osou y , jeden je stočen od osy y o 20° po směru otáčení hodinových ručiček okolo směru světelného paprsku, jeden je otočen o 20° v opačném smyslu okolo tohoto směru.

8. Otáčíme druhou destičkou v obr. 34.16a od polohy s polarizací ve směru kladné osy y (tj. $\theta = 0$) do směru polarizace podél kladné osy x (tj. $\theta = 90^\circ$). Která z křivek na obr. 34.31 nejlépe vystihuje změny intenzity světla během tohoto otáčení o 90° ?



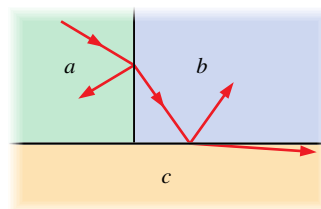
Obr. 34.31 Otázka 8

9. Obr. 34.32 ukazuje mnohonásobný odraz světelného paprsku uvnitř skleněné chodby, kde jsou stěny buď vzájemně rovnoběžné, nebo kolmé. Jaký bude úhel odrazu v místech b , c , d , e , f , jestliže úhel dopadu v místě a je 30° ?



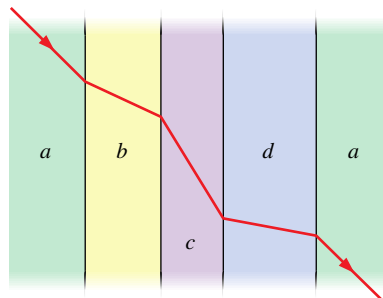
Obr. 34.32 Otázka 9

10. Obr. 34.33 ukazuje paprsky monochromatického světla procházející materiály a , b a c . Seřadte materiály sestupně podle jejich indexů lomu.



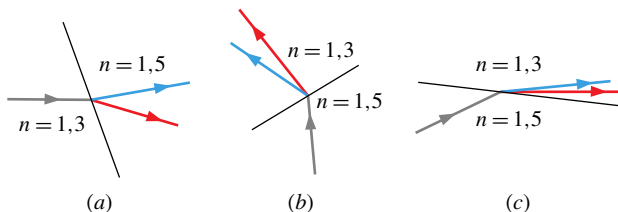
Obr. 34.33 Otázka 10

11. V obr. 34.34 světlo prochází z materiálu a skrz tři vzájemně rovnoběžné vrstvy jiných materiálů a pak zpět do materiálu a . Na obrázku je naznačen lom (nikoli příslušný odraz) na jednotlivých rozhraních. Seřadte materiály sestupně podle jejich indexů lomu.



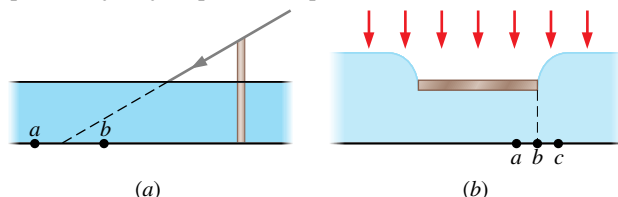
Obr. 34.34 Otázka 11

12. Která z částí obr. 34.35 ukazuje fyzikálně možný případ lomu?



Obr. 34.35 Otázka 12

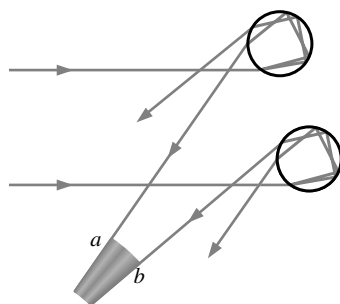
13. (a) Obr. 34.36a ukazuje sluneční paprsek, který prochází do nádržky s vodou těsně nad svislou tyčí. Skončí paprsek v oblasti bodu a , nebo bodu b ? (b) Skončí blíže k tyči červená, nebo modrá složka paprsku? (c) Obr. 34.36b znázorňuje plochý předmět (jako je např. žiletka) plovoucí na hladině mělké vodní



Obr. 34.36 Otázka 13

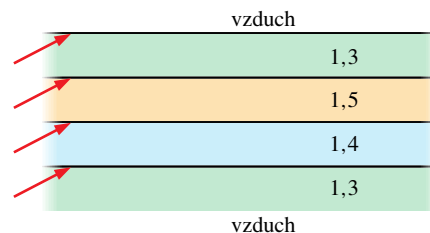
nádržky a osvětlený kolmo shora. Váha žiletky způsobuje, že se hladina vody zakřiví tak, jak je na obrázku ukázáno. Ve které oblasti, a , b , nebo c , bude ležet hrana stínu žiletky? (Řada paprsků se soustřeďuje napravo od hrany stínu a vytváří světlou oblast, kterou nazýváme *kaustika*.)

14. Obr. 34.22 ukazuje některé paprsky slunečního světla odpovídající za vznik primární duhy (která vzniká jedním odrazem uvnitř každé vodní kapky). Slabší, méně často se vyskytující sekundární duha (vznikající dvěma odrazy uvnitř každé kapky) se může objevit nad primární duhou a je tvořena paprsky, které vstupují a vystupují z kapek vody tak, jak je naznačeno na obr. 34.37 (bez naznačení barev). Který z paprsků, a , nebo b , odpovídá červenému světlu?



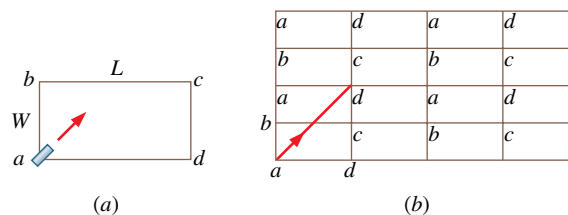
Obr. 34.37 Otázka 14

15. Obr. 34.38 ukazuje čtyři vodorovné vrstvy různých materiálů, nad nimi i pod nimi je vzduch. Jsou uvedeny jejich indexy lomu. Ve které vrstvě (udejte index lomu) je možné úplné zachycení světla, aby po mnoha odrazech světlo vyšlo z pravého konce vrstvy?



Obr. 34.38 Otázka 15

16. Obr. 34.39a ukazuje pohled shora na pravoúhloú místnost s dokonale odrazujícími stěnami. Délka místnosti L a šířka W jsou vyjádřeny celistvým počtem jednotek. Pošlete laserový svazek z rohu a pod úhlem 45° vzhledem ke stěnám. V ostatních rozích jsou umístěny malé figurky. Zasažne paprsek některou z nich? Obr. 34.39b ukazuje, jak to najít zakreslením opakovaných odrazů na stěnách. To, který roh bude první zasažen, závisí na poměru L/W , redukovaném na poměr nejmenších celých čísel. (Např. $4/2$ redukováno na $2/1$.) Obr. 34.39b je nakreslen pro $L/W = 2/1$. Vidíme, že po jednom odrazu je zasažen roh d . Určete, který roh je zasažen při libovolném (redukovaném) poměru L/W ve tvaru (a) sudé číslo/liché číslo, (b) liché číslo/sudé číslo, (c) liché číslo/liché číslo.



Obr. 34.39 Otázka 16

CVIČENÍ & ÚLOHY

ODST. 34.1 Maxwellova duha

1C. Projekt Seafarer byl ambiciózní program konstrukce ohromné antény vyhloubené do země s plochou okolo 4 000 čtverečných mil. Jejím účelem bylo vysílání signálů hluboko ponořeným ponorkám. Jestliže efektivní vlnová délka byla $1,0 \cdot 10^4$ poloměrů Země, jaká bude (a) frekvence a (b) perioda vysílaného záření? Běžné elektromagnetické vlny nepronikají příliš hluboko do vodičů, jako je mořská voda.

2C. (a) Za jak dlouho urazí rádiový signál vzdálenost 150 km od vysílače k přijímací anténě? (b) Měsíc v úplňku vidíme díky odraženému slunečnímu světlu. Před jakou dobou opustilo světlo Slunce, než vstoupilo do našeho oka? Vzdálenost Země–Měsíc je $3,8 \cdot 10^5$ km a vzdálenost Země–Slunce je $1,5 \cdot 10^8$ km. (c) Za jak dlouho urazí světlo vzdálenost $1,3 \cdot 10^9$ km mezi Zemí a kosmickou sondou obíhající kolem Saturnu? (d) O Krabí mlhovině, která je od nás vzdálená asi 6 500 světelných let, se předpokládá, že vznikla výbuchem supernovy, kterou pozorovali čínští

astronomové v roce 1054 n. l. Ve kterém roce (přibližně) výbuch nastal?

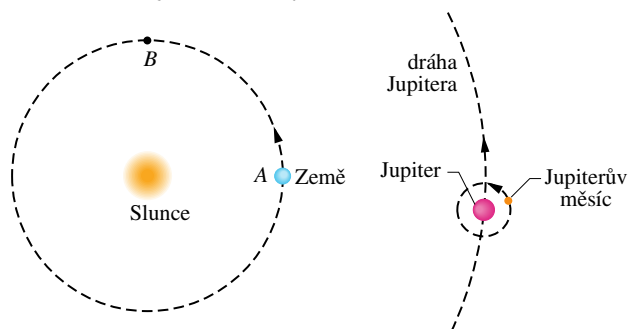
3C. (a) Na Stanfordském lineárním urychlovači lze dodat elektronům kinetickou energii až 18 GeV. Když pak dopadnou na pevný terč, vybudí rentgenové záření o délce vlny 0,067 fm. Jakou má toto záření frekvenci? (b) Radiová vlna velmi nízké frekvence (VLF) má frekvenci pouze 30 Hz. Jakou má vlnovou délku?

4C. (a) Při jakých vlnových délkách má oko standardního pozorovatele polovinu své maximální citlivosti? (b) Jaká je vlnová délka, frekvence a perioda světla, pro které je oko nejcitlivější?

5C. Ověřte, že na obr. 34.1 jsou mezi dvěma následujícími mocninami 10 stejné vzdálenosti, a to jak na stupnici vlnových délek, tak i na stupnici frekvencí.

6C. Jistý heliový laser emituje červené světlo v úzkém rozmezí vlnových délek kolem 632,8 nm a s „šířkou“ (jako na stupnici obr. 34.1) 0,0100 nm. Jaký je odpovídající rozsah frekvencí?

7Ú. Jedna z metod měření rychlosti světla vypracovaná Roemerem v r. 1676 spočívala v pozorování zdánlivých dob oběhu jednoho Jupiterova měsíce. Skutečná doba oběhu je 42,5 h. (a) Jakou změnu zdánlivé doby oběhu budete vzhledem ke konečné rychlosti světla předpokládat, když se Země posune na své dráze v obr. 34.40 z bodu A do bodu B? (b) Jaká pozorování je třeba vykonat, aby šlo určit rychlost světla? Pohyb Jupitera zanedbávejte. Obr. 34.40 je schematický, není v něm zachováno měřítko.



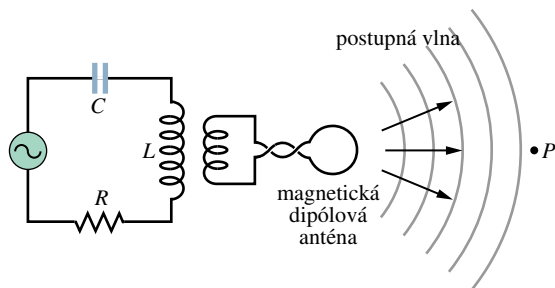
Obr. 34.40 Úloha 7

ODST. 34.2 Postupná elektromagnetická vlna (kvalitativně)

8C. Jaká je vlnová délka elektromagnetické vlny emitované anténou oscilátoru z obr. 34.3, jestliže $L = 0,253 \mu\text{H}$ a $C = 25,0 \text{ pF}$?

9C. Jakou indukčnost by musela mít cívka připojená ke kondenzátoru s kapacitou 17 pF, aby se generovala elektromagnetická vlna s vlnovou délkou 550 nm (tj. viditelné záření)? Komentujte svou odpověď!

10Ú. Obr. 34.41 znázorňuje LC oscilátor spojený přenosovou linkou s anténou typu magnetického dipólu. Srovnajte to s obrázkem 34.3, který ukazuje podobné uspořádání, ale s anténou typu elektrického dipólu. (a) Co asi vedlo k označení obou typů? (b) Nakreslete obrázek podobný obr. 34.4, který bude popisovat elektromagnetickou vlnu procházející kolem pozorovatele v bodě P na obr. 34.41.



Obr. 34.41 Úloha 10

ODST. 34.3 Postupná elektromagnetická vlna (kvantitativně)

11C. Rovinná elektromagnetická vlna má maximální hodnotu

elektrické intenzity $3,20 \cdot 10^{-4} \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$. Určete maximální hodnotu magnetické indukce.

12C. Elektrická intenzita elektromagnetické vlny je $E_x = 0$, $E_y = 0$, $E_z = 2,0 \cos(10^{15} \pi(t - x/c))$, kde $c = 3,0 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ a všechny veličiny jsou v soustavě SI. Vlna se šíří ve směru kladné osy x . Napište výrazy pro složky magnetické indukce vlny.

13Ú. Vyjděte z rov. (34.11) a (34.18) a ukažte, že $E(x, t)$ a $B(x, t)$ (elektrická a magnetická složka rovinné postupné vlny) musí splňovat vlnové rovnice

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} \quad \text{a} \quad \frac{\partial^2 B}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 B}{\partial x^2}.$$

14Ú. (a) Ukažte, že výrazy (34.1) a (34.2) splňují vlnové rovnice uvedené v úloze 13. (b) Ukažte, že tyto rovnice bude splňovat každý výraz tvaru $E = E_m f(kx \pm \omega t)$ a $B = B_m f(kx \pm \omega t)$, kde $f(\xi)$ je libovolná dvakrát derivovatelná funkce proměnné ξ .

ODST. 34.4 Přenos energie a Poyntingův vektor

15C. Najděte směr Poyntingova vektoru $\mathbf{S}$ a ukažte, že směr elektrického a magnetického pole na obr. 34.4 až 34.7 v každém okamžiku souhlasí s předpokládaným směrem šíření.

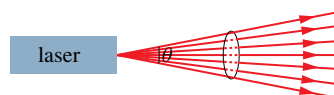
16C. Běžný neodymový laser dává výkon 100 TW v 1,0 ns pulzech při vlnové délce 0,26 μm . Kolik energie je v jednom pulzu?

17C. Nám nejbližší hvězda, Proxima Centauri, je od nás vzdálena 4,3 ly. Předpokládalo se, že naše televizní programy by mohly dospět až k této hvězdě a mohly by být pozorovány hypotetickými obyvateli hypotetické planety obíhající kolem této hvězdy. Předpokládejme, že televizní stanice na Zemi má výkon 1,0 MW. Jaká je intenzita signálu na Proximě Centauri?

18C. Elektromagnetická vlna se šíří směrem záporné osy y . V daném místě a okamžiku má elektrická intenzita směr kladné osy z a velikost 100 V/m. Jaký je směr a velikost magnetické indukce v tomtéž místě a okamžiku?

19C. Střední poloměr Země je $6,378 \cdot 10^6 \text{ m}$ a střední vzdálenost Země od Slunce je $1,50 \cdot 10^8 \text{ km}$. Jaká část záření emitovaného Sluncem dopadá na terč tvořený Zemí?

20C. Záření vysílané laserem se šíří ve tvaru úzkého kužele s kruhovým průřezem. Vrcholový úhel kužele (obr. 34.42) se nazývá celková úhlová divergence svazku. Argonový laser vyzářující na vlnové délce 514,5 nm je při experimentu namířen na Měsíc. Jestliže celková úhlová divergence θ svazku je 0,880 μrad , jaká plocha je na Měsíci laserem ozářena?



Obr. 34.42 Cvičení 20

21C. Intenzita přímého slunečního záření, které není pohlceno atmosférou, je při slunečném dnu $100 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$. Jak daleko byste museli stát od elektrického radiátoru s výkonem 1,0 kW, abyste

pocítili stejnou intenzitu? Předpokládejte, že radiátor září rovnoměrně do všech směrů.

22C. Dokažte, že pro rovinnou postupnou elektromagnetickou vlnu je intenzita, tj. střední energie procházející jednotkovou plochou za jednotku času, dána výrazem

$$\bar{S} = \frac{E_m^2}{2\mu_0 c} = \frac{c B_m^2}{2\mu_0}.$$

23C. Jaká je intenzita postupné rovinné elektromagnetické vlny, jestliže amplituda magnetické indukce je $B_m = 1,0 \cdot 10^{-4} \text{ T}$?

24C. Amplituda elektrické intenzity rovinné rádiové vlny má hodnotu $5,00 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$. Vypočtěte (a) maximální hodnotu magnetické složky a (b) intenzitu vlny.

25Ú. Jdete 150 m přímo proti pouliční lampě a zjistíte, že intenzita vzrostla 1,5krát proti původní hodnotě. Jak daleko jste původně stáli? (Předpokládáme, že lampa je izotropní zdroj záření.)

26Ú. Ověřte, že intenzita elektromagnetické vlny je součin hustoty energie vlny a její rychlosti.

27Ú. Sluneční světlo má na hranici zemské atmosféry intenzitu $1,40 \text{ kW} \cdot \text{m}^{-2}$. Vypočtěte E_m a B_m za předpokladu, že by šlo o rovinnou vlnu.

28Ú. Maximální hodnota intenzity elektrického pole ve vzdálenosti 10 m od bodového zdroje je $2,0 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$. Jaká je (a) maximální hodnota magnetické indukce a (b) střední intenzita světla v tomto místě? (c) Jaký je výkon zdroje?

29Ú. Frank D. Drake, pracovník programu SETI (Search for Extra-Terrestrial Intelligence — Pátrání po mimozemské inteligenci), řekl, že velký radioteleskop v Arecibo (Portoriko) „může detegovat signál, který přenese na celý zemský povrch výkon pouze 1 pW“ (obr. 34.43). (a) Jaký by byl v tomto případě skutečný signál registrovaný v Arecibo? Anténa má průměr 300 m. (b) Jaký by byl výkon zdroje ve středu naší Galaxie, který by vytvářel takový signál? Střed Galaxie je od nás vzdálen $2,2 \cdot 10^4$ světelných let. Předpokládejme, že tento zdroj vyzařuje rovnoměrně do všech směrů.



Obr. 34.43 Úloha 29

30Ú. Helium-neonový laser vyzařující na vlnové délce 632,8 nm má výstupní výkon 3,0 mW a celkovou úhlovou rozbíhavost svazku (viz cvič. 20) 0,17 mrad. (a) Jaká je intenzita svazku ve vzdálenosti 40 m od zdroje? (b) Jaký by byl výkon bodového zdroje, který by vytvářel stejnou intenzitu v téže vzdálenosti?

31Ú. Letadlo letící ve vzdálenosti 10 km od rádiového vysílače zachycuje signál $10 \mu\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$. Vypočtěte amplitudu (a) elektrické intenzity, (b) magnetické indukce tohoto signálu v letadle a (c) celkový výkon vysílače za předpokladu, že vysílá rovnoměrně do všech stran.

32Ú. Během testu kontrolního systému NATO, který pracuje na frekvenci 12 GHz s výkonem 180 kW, se má zjistit přítomnost přilétajícího neviditelného letadla, které je ve vzdálenosti 90 km. Předpokládejme, že radarový paprsek je emitován rovnoměrně do poloprostoru. (a) Jaká je intenzita paprsku v místě letadla? Letadlo odrazí radarové vlny, jako kdyby mělo plochu pouze $0,22 \text{ m}^2$. (b) Jaký je letadlem odražený výkon? Jaká je po odrazu v místě radaru (c) intenzita, (d) maximální hodnota intenzity elektrického pole a (e) efektivní hodnota magnetického pole (indukce) odraženého radarového svazku?

ODST. 34.5 Tlak záření

33C. Na černý úplně pohlcující kus lepenky o ploše $S = 2,0 \text{ cm}^2$ dopadá světlo intenzity $10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$. Jaký je na lepence tlak záření vyvolaný světlem?

34C. Ke kompresi plazmatu (systému nabitých částic) pomocí tlaku záření se užívá výkonový laser. Laser vyrábějící pulzy záření se špičkovým výkonem $1,5 \cdot 10^3 \text{ MW}$ je zfokusován na plochu $1,0 \text{ mm}^2$ plazmatu s vysokou elektronovou koncentrací. Zjistěte, jaký je tlak působící na plazma za předpokladu, že záření dokonale odrazí.

35C. Střední intenzita slunečního záření dopadajícího na hranici zemské atmosféry je $1,4 \text{ kW} \cdot \text{m}^{-2}$. (a) Jaký je tlak záření působící na tento povrch za předpokladu, že je dokonale pohlceno? (b) Jaký je tlak záření v porovnání s atmosférickým tlakem u hladiny moře, který je $1,0 \cdot 10^5 \text{ Pa}$?

36C. Sluneční záření dopadající na hranici zemské atmosféry má intenzitu $1,4 \text{ kW} \cdot \text{m}^{-2}$. (a) Za předpokladu, že se Země (a její atmosféra) chová jako plochý terč kolmý ke slunečním paprskům a že všechna dopadající energie je pohlcena, vypočtěte sílu, která působí na Zemi v důsledku tlaku záření. (b) Srovnajte ji se silou gravitační přitažlivosti mezi Zemí a Sluncem.

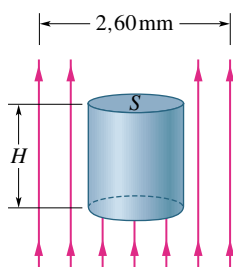
37C. Jaký je tlak záření ve vzdálenosti 1,5 m od žárovky s výkonem 500 W? Předpokládejte, že plocha, na kterou tlak působí, je kolmá ke světelným paprskům a dokonale pohlcující a že žárovka svítí rovnoměrně do všech stran.

38Ú. Rovinná elektromagnetická vlna o vlnové délce 3,0 m prochází vakuem ve směru kladné osy x a její intenzita $\mathbf{E}$ s amplitudou o velikosti $300 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$ má směr osy y . (a) Jaká je frekvence vlny? (b) Jaký je směr a velikost magnetické složky této vlny? (c) Jestliže $E = E_m \sin(kx - \omega t)$, jaké jsou hodnoty k a ω ? (d) Jaká je střední časová hodnota toku energie ve $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ spojeného s touto vlnou? (e) Jestliže vlna dopadá na dokonale

pohlcující arch papíru o ploše $2,0\text{ m}^2$, jaká hybnost mu bude předána a jaký tlak na něj bude vykonávat záření?

39Ú. Helium-neonový laser typu, který se často užívá ve fyzikálních laboratořích, má svazek s výkonem $5,00\text{ mW}$ a vlnovou délku 633 nm . Svazek je zfokusován čočkou do kruhové stopy průměru dvou vlnových délek. Vypočítejte (a) intenzitu zfokusovaného svazku, (b) tlak záření působící na malou dokonale pohlcující kouli, jejíž průměr je roven průměru zfokusované stopy, (c) sílu působící na tuto kuličku a (d) zrychlení, které jí bude uděleno. Předpokládejme, že hustota kuličky je $5,00 \cdot 10^3\text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$.

40Ú. V obr. 34.44 je laserový svazek s výkonem $4,60\text{ W}$ a průměrem $2,60\text{ mm}$ namířen nahoru na kruhovou podstavu (průměru $d < 2,60\text{ mm}$) dokonale odrazujícího válce, který je „nadenšen“ tlakem záření. Hustota válce je $1,2\text{ g/cm}^3$. Jaká je jeho výška H ?



Obr. 34.44 Úloha 40

41Ú. Záření intenzity I dopadá kolmo na objekt, který pohlcuje jeho část α a zbytek $1 - \alpha$ odráží zpět do směru dopadu. Jaký je tlak záření na tento objekt?

42Ú. Ověřte, že pro rovinnou vlnu dopadající kolmo na rovnou plochu je tlak záření roven hustotě energie ve svazku nad povrchem. (To platí nezávisle na tom, jaká část záření je odražena.)

43Ú. Laserový svazek intenzity I se odráží od dokonale odrazujícího povrchu S , jehož normála svírá se směrem svazku úhel θ . Napište vztah pro tlak záření $p_r(\theta)$ působící na povrch v poměru k tlaku $p_{r\perp}$, který by působil, kdyby svazek byl kolmý k povrchu.

44Ú. Ověřte, že střední tlak proudu kulek dopadajících kolmo na rovný povrch je roven dvojnásobku hustoty kinetické energie proudu nad povrchem. Předpokládejte, že kulky jsou povrchem úplně pohlceny. Uvědomte si rozdíl oproti chování světla v úloze 42.

45Ú. Malá vesmírná loď o hmotnosti $1,5 \cdot 10^3\text{ kg}$ (včetně astronauta) se pohybuje v prostoru se zanedbatelnými gravitačními silami. Jestliže astronaut zapne 10 kW laserový svazek, o kolik se změní rychlost lodi za jeden den v důsledku úbytku hybnosti odnesené paprskem?

46Ú. Vesmírná loď by mohla být ve slunečním systému poháněna tlakem záření, pokud by se použila velká plachta z folie. Jak velká by musela plachta být, aby síla vyvinutá tlakem záření právě vykompenzovala přitažlivost Slunce? Předpokládejme, že hmotnost lodi včetně plachty je $1\,500\text{ kg}$, že plachta dokonale

odráží světlo a je kolmá ke směru slunečních paprsků. Viz data uvedená v dodatku C. (S větší plachtou by loď byla hnána pryč od Slunce.)

47Ú. Na částici ve slunečním systému působí současně přitažlivost Slunce a tlak záření vyvolaný slunečními paprsky. Předpokládejme, že částice je koule s hustotou $1,0 \cdot 10^3\text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ a že dopadající světlo je jí pohlceno. (a) Ukažte, že pokud je poloměr částice menší než určitá kritická hodnota, bude částice vypuzována ven ze sluneční soustavy. (b) Vypočítejte kritický poloměr.

ODST. 34.6 Polarizace

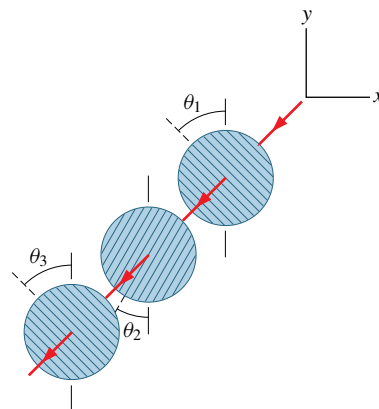
48C. Magnetická indukce elektromagnetické vlny ve vakuu je dána vztahy $B_x = B \sin(kx + \omega t)$, $B_y = B_z = 0$. (a) Jaký je směr šíření vlny? (b) Určete intenzitu elektrického pole. (c) Je vlna polarizovaná? Pokud ano, tedy ve kterém směru?

49C. Paprsek nepolarizovaného světla s intenzitou 10 mW/m^2 prochází polarizační destičkou jako na obr. 34.12. (a) Najděte maximální hodnotu elektrického pole prošlého paprsku. (b) Jaký tlak záření působí na polarizační destičku?

50C. Paprsek nepolarizovaného světla prochází dvěma polarizačními destičkami umístěnými na sobě. Jaký musí být úhel mezi směry polarizace destiček, aby intenzita prošlého světla byla jednou třetinou intenzity světla dopadajícího?

51C. Tři polarizační destičky leží na sobě. První a třetí jsou zkřížené, směr polarizace střední destičky je otočen vůči nim o 45° . Jaká část intenzity původního nepolarizovaného paprsku projde touto sestavou?

52C. Na obr. 34.45 prochází svazek nepolarizovaného světla třemi polarizačními destičkami, jejichž směry polarizace svírají úhly $\theta_1 = \theta_2 = \theta_3 = 50^\circ$ s osou x . Jaké procento původní intenzity světla projde tímto systémem?



Obr. 34.45 Cvičení 52 a úloha 53

53Ú. Na obr. 34.45 prochází nepolarizované světlo soustavou tří polarizačních destiček, jejichž úhly polarizace svírají úhly $\theta_1 = 40^\circ$, $\theta_2 = 20^\circ$ a $\theta_3 = 40^\circ$ se směrem osy y . Jaké procento původní intenzity světla projde systémem?

54Ú. Paprsek nepolarizovaného světla dopadá na soustavu čtyř polarizačních destiček orientovaných tak, že úhly mezi směry

polarizace sousedních destiček jsou vždy 30° . Jaká část dopadajícího světla projde systémem?

55Ú. Paprsek polarizovaného světla dopadá na systém dvou polarizačních destiček. Směr polarizace první destičky je otočen o úhel θ , druhé o úhel 90° vzhledem ke směru polarizace světla. Jaký je úhel θ , jestliže systémem projde 0,10 intenzity dopadajícího světla?

56Ú. Vodorovný svazek světla polarizovaného ve svislém směru, který má intenzitu 43 W/m^2 , prochází dvěma polarizačními destičkami. Směr polarizace první z nich je 70° vzhledem ke svislici, směr druhé je vodorovný. Jaká je intenzita prošlého světla?

57Ú. Předpokládejte, že v úloze 56 je dopadající světlo nepolarizované. Jaká bude potom intenzita prošlého světla?

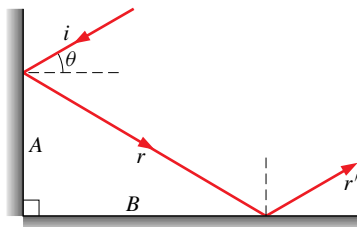
58Ú. Svazek světla částečně polarizovaného můžeme považovat za směs polarizovaného a nepolarizovaného světla. Předpokládejme, že pošleme takový svazek polarizačním filtrem kolmým na svazek a budeme filtrem otáčet o 360° . Jestliže se intenzita prošlého světla mění během otáčení v rozmezí 1 : 5,0, jaká část intenzity původního světla je polarizovaná?

59Ú. Chceme otočit směr polarizace paprsku polarizovaného světla o 90° tím, že ho necháme procházet jednou nebo několika polarizačními destičkami. (a) Jaký je minimální počet potřebných destiček? (b) Jaký je minimální počet destiček, má-li být intenzita prošlého světla větší než 60 % původní intenzity?

60Ú. Na pobřeží je světlo obvykle částečně polarizováno díky odrazům na písku a vodě. Na určitém pobřeží je za slunného dne před západem slunce vodorovná složka vektoru elektrického pole 2,3krát větší než složka svislá. Stojící pozorovatel si nasadí polarizační brýle, které vyloučí vodorovnou složku pole. (a) Jaká část původní intenzity (před nasazením brýlí) dopadne do jeho očí nyní? (b) Pozorovatel s nasazenými brýlemi se položí na bok. Jaká bude nyní intenzita světla, kterou bude vnímat?

ODST. 34.7 Odraz a lom

61C. Obr. 34.46 ukazuje světlo odražené od dvou navzájem kolmých ploch A a B. Najděte úhel mezi dopadajícím paprskem i a vycházejícím paprskem r' .

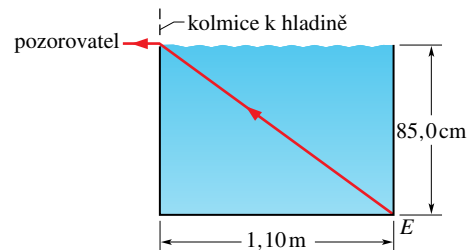


Obr. 34.46
Cvičení 61

62C. Světlo dopadá ve vakuu na povrch skleněné desky. Ve vakuu svírá paprsek úhel $32,0^\circ$ s normálou k povrchu, zatímco ve skle svírá s touto normálou úhel $21,0^\circ$. Jaký je index lomu skla?

63C. Kovová pravoúhlá nádrž z obr. 34.47 je naplněna po okraj neznámou kapalinou. Pozorovatel, jehož oči jsou na úrovni hla-

diny, vidí právě roh E. Na obrázku je vidět paprsek, který se lomí právě do oka pozorovatele. Určete index lomu kapaliny.

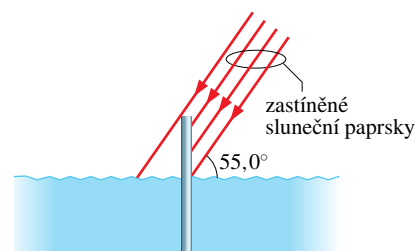


Obr. 34.47
Cvičení 63

64C. Asi v r. 150 n.l. Claudius Ptolemaios udal následující měřené hodnoty úhlů dopadu θ_1 a úhlů lomu θ_2 pro světelný paprsek procházející ze vzduchu do vody. (a) Souhlasí tyto údaje se zákonem lomu? (b) Jestliže ano, jaký vychází index lomu? Tyto údaje jsou zajímavé tím, že jsou pravděpodobně nejstarším popsáním fyzikálním měřením.

θ_1	θ_2	θ_1	θ_2
10°	8°	50°	35°
20°	$15^\circ 30'$	60°	$40^\circ 30'$
30°	$22^\circ 30'$	70°	$45^\circ 30'$
40°	29°	80°	50°

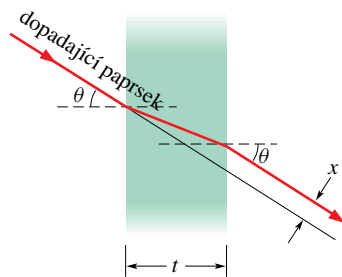
65Ú. Na obr. 34.48 vyčnívá svislá tyč délky 2,00 m do výšky 50,0 cm nad hladinou vody. Sluneční světlo dopadá ze směru $55,0^\circ$ nad horizontem. Jaká je délka stínu tyče na dně bazénu?



Obr. 34.48 Úloha 65

66Ú. Ryba je 2,00 m pod hladinou klidného jezera. (a) Jaký je průměr kruhu na hladině, kterým může ryba vidět svět vně vody? (b) Když se ryba ponoří hlouběji, tento kruh se zvětší, zmenší, nebo zůstane stejný?

67Ú. Ověřte, že světelný paprsek dopadající na povrch rovné skleněné desky tloušťky t vyjde z opačné strany této desky rovnoběžně se svým původním směrem, ale je posunut stranou, jak ukazuje obr. 34.49. Ukažte, že pro malé úhly dopadu θ je



Obr. 34.49 Úloha 67

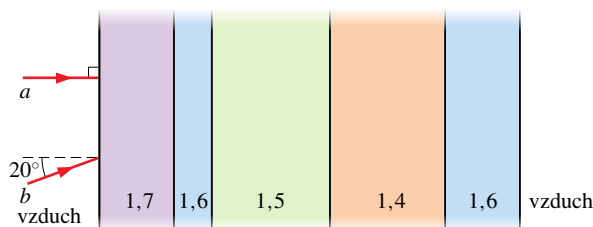
posunutí dáno výrazem

$$x = t\theta \frac{n-1}{n},$$

kde n je index lomu světla a úhel θ je měřen v radiánech.

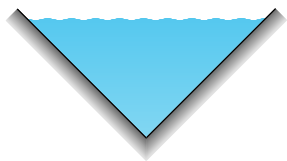
68Ú. Paprsek bílého světla dopadá pod úhlem 35° na plochu hranolu z taveného křemene. Hranol má průřez rovnostranného trojúhelníku. Nakreslete, jak prochází světlo hranolem pro paprsky (a) modrého, (b) žlutozeleného a (c) červeného světla.

69Ú. Na obr. 34.50 procházejí dva světelné paprsky ze vzduchu pěti průhlednými vrstvami plastů, jejichž rozhraní jsou rovnoběžná. Jsou dány jejich indexy lomu, jejich tloušťky jsou neznámé. Paprsky se vynoří opět do vzduchu na pravé straně. Jaký je úhel vycházejícího (a) paprsku a a (b) paprsku b vzhledem k normále? (c) Jaké by byly odpovědi, kdyby na levé i pravé straně bylo místo vzduchu sklo s indexem lomu $n = 1,5$? (Tip: Ušetříte mnoho času, pokud problém vyřešíte nejdříve algebraicky.)



Obr. 34.50 Úloha 69

70Ú. Nádoba naplněná vodou na obr. 34.51 má stěny tvořeny zrcadly. (a) Světelný paprsek dopadá kolmo na hladinu vody. Ukažte, že vycházející paprsek je rovnoběžný s paprskem dopadajícím. Předpokládejte dva odrazy na povrchu zrcadel. (b) Opakujte analýzu pro případ šikmého dopadu paprsku ležícího v rovině obrázku.

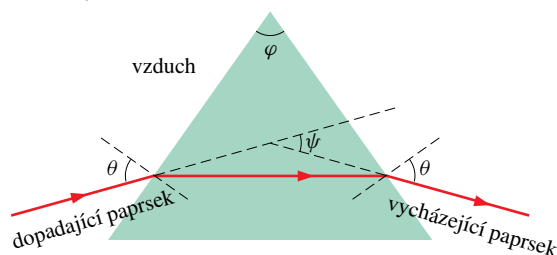
Obr. 34.51
Úloha 70

71Ú. V obr. 34.52 dopadá paprsek na plochu trojbokého skleněného hranolu ve vzduchu. Úhel dopadu θ je zvolen tak, že

vycházející paprsek svírá tentýž úhel θ s normálou protilehlé plochy. Ukažte, že index lomu n skla je dán výrazem

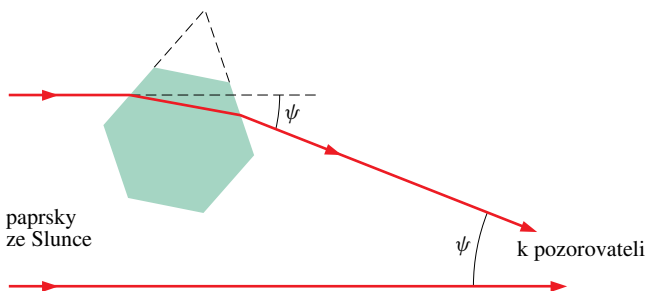
$$n = \frac{\sin \frac{1}{2}(\psi + \varphi)}{\sin \frac{1}{2}\varphi},$$

kde φ je vrcholový úhel hranolu a ψ je *deviační úhel*, tj. celkový úhel, o který se paprsek při průchodu hranolem odchýlil. (Za těchto podmínek má deviační úhel nejmenší možnou hodnotu, která se nazývá *úhel minimální deviace*.)



Obr. 34.52 Úlohy 71 a 81

72Ú. Když je atmosféra chladná, mohou se z vlhkosti vytvářet ledové krystalky různého tvaru. Pokud atmosféra obsahuje ve směru ke Slunci dostatečné množství plochých hexagonálních destiček, objeví se nalevo a napravo 120° od Slunce jasná (někdy barevná) oblast nazývaná *vedlejší Slunce* neboli *paranhelium*, případně v protisměru *protislunce* neboli *antihelium* (angl. Sun dog, tj. sluneční pes). Je vytvářena slunečním světlem, které prošlo ledovými destičkami. Tyto paprsky jsou navzájem rovnoběžné, když dopadají na Zem. Jejich směr se změnil lomem při průchodu ledovou destičkou a ty, které prošly pod úhlem minimální deviace (ukázány na obr. 34.53, viz úlohu 71), mohou vytvořit protislunce. To je vidět pod úhlem ψ od Slunce. Je-li index lomu ledu 1,31, jak velký je úhel ψ ?



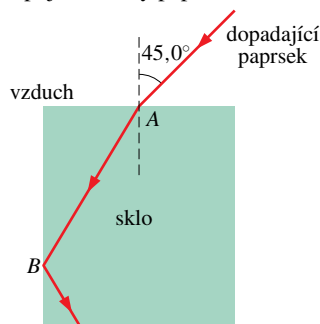
Obr. 34.53 Úloha 72

73Ú. Světelný paprsek prochází rovnostranným trojbokým hranolem ve směru minimální deviace (viz úlohu 71). Celková deviace je $\psi = 30,0^\circ$. Jaký je index lomu hranolu?

ODST. 34.8 Úplný odraz

74C. Index lomu benzenu je 1,8. Jaký je mezní úhel pro světelný paprsek procházející z benzenu směrem do vzduchu?

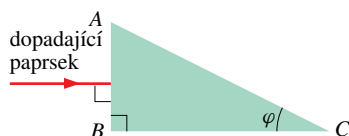
75C. V obr. 34.54 vstupuje světelný paprsek do skleněné desky



Obr. 34.54
Cvičení 75

v místě A a potom se úplně odrazí v bodě B . Jaký minimální index lomu může mít sklo na základě této informace?

76C. Na obr. 34.55 je paprsek světla kolmý ke stěně AB skleněného hranolu ($n = 1,52$). Najděte největší hodnotu úhlu φ , při kterém je paprsek totálně odražen na stěně AC , jestliže je hranol umístěn (a) ve vzduchu, (b) ve vodě.



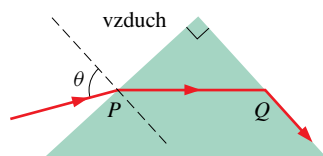
Obr. 34.55
Cvičení 76

77C. Bodový zdroj světla je ponořen 80,0 cm pod povrchem vody. Najděte průměr kruhu na povrchu, ve kterém světlo vystupuje z vody.

78Ú. Skleněná krychle o hraně 10 mm a s indexem lomu 1,5 má ve svém středu malou skvrnu. (a) Jaké části krychle musí být zakryty, aby skvrnu nebylo přímo vidět ze žádného směru pozorování. (Zanedbejte následné chování vnitřně úplně odražených paprsků.) (b) Jak velká část krychle musí být zakryta?

79Ú. Paprsek bílého světla procházející taveným křemenem dopadá na rovinný povrch pod úhlem θ . Je pro vnitřně úplně odražený paprsek možné, aby se zdál (a) namodralý, (b) načervenalý? (c) Jestliže ano, jaká hodnota úhlu θ je k tomu třeba? (Tip: Bílé světlo se bude zdát namodralé, když vlnové délky odpovídající červené budou ze spektra odstraněny, a naopak.)

80Ú. Na obr. 34.56 vstupuje světlo do trojbokého hranolu s úhlem 90° v bodě P pod úhlem dopadu θ a potom se jeho část lomí v bodě Q pod úhlem lomu 90° . (a) Jak závisí index lomu hranolu $n(\theta)$ na θ ? (b) Jakou maximální hodnotu může index lomu mít? Vložte, co se děje se světlem v bodě Q , jestliže úhel dopadu v tomto místě je (c) poněkud větší, (d) poněkud menší.



Obr. 34.56
Úloha 80

81Ú. Předpokládejme, že hranol na obr. 34.52 má vrcholový úhel $\varphi = 60,0^\circ$ a index lomu $n = 1,60$. (a) Pro jaký nejmenší

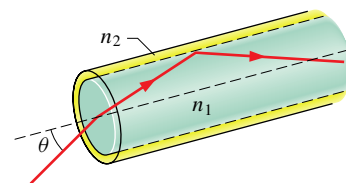
úhel dopadu θ může paprsek vstoupit levou stěnou hranolu a vystoupit na pravé straně? (b) Pro jaký úhel dopadu θ vyjde paprsek z hranolu se stejným úhlem θ , jako je tomu na obr. 34.52 (viz úlohu 71)?

82Ú. Bodový zdroj světla je umístěn ve vzdálenosti h pod hladinou velkého hlubokého jezera. (a) Při zanedbání odrazu na hladině s výjimkou úplného odrazu ukažte, že část α světelné energie, která vyjde přímo z povrchu vody, je nezávislá na h a je dána vztahem

$$\alpha = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - 1/n^2} \right),$$

kde n je index lomu vody. (b) Stanovte tuto část pro $n = 1,33$.

83Ú. Optické vlákno se skládá ze skleněného jádra (index lomu n_1) obklopeného obalem ($n_2 < n_1$). Předpokládejme, že světlo vstupuje do vlákna ze vzduchu pod úhlem θ vzhledem k ose vlákna, jak je to ukázáno na obr. 34.57. (a) Ukažte, že největší možná hodnota úhlu θ , pod kterým může paprsek vstoupit, aby se pak šířil podél vlákna, je dána vztahem $\theta = \arcsin \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$. (b) Jestliže indexy lomu jádra a pokrytí jsou 1,58 a 1,53, jaká je hodnota úhlu θ ?



Obr. 34.57
Úlohy 83 a 84

84Ú. V optickém vlákne (viz úlohu 83) se různé paprsky pohybují po různých drahách, které vedou i k rozdílným časům šíření. To způsobuje, že světelný pulz se rozmazává, když se šíří vláknem, a tím dochází ke ztrátě informace. Časové zpoždění může být minimalizováno pomocí vhodného návrhu vlákna. Uvažujme paprsek, který proběhne vzdálenost L přímo podél osy vlákna, a jiný, který se opakovaně odráží pod kritickým úhlem, až dospěl do stejného bodu jako první paprsek. (a) Ukažte, že rozdíl časů průchodu Δt je

$$\Delta t = \frac{L}{c} \frac{n_1}{n_2} (n_1 - n_2),$$

kde n_1 je index lomu skleněného jádra a n_2 index lomu obalu. (b) Vypočítejte Δt pro vlákno z úlohy 83 pro $L = 300$ m.

ODST. 34.9 Polarizace odrazem

85C. (a) Při jakém úhlu dopadu bude světlo odražené od hladiny vody úplně polarizované? (b) Závisí tento úhel na vlnové délce světla?

86C. Světlo šířící se vodou s indexem lomu 1,33 dopadá na skleněnou desku s indexem lomu 1,53. Při jakém úhlu dopadu bude odražené světlo úplně polarizované?

87C. Vypočítejte horní a dolní hranici Brewsterových úhlů pro viditelné světlo dopadající na tavený křemen. Předpokládejte, že hranice vlnových délek jsou 400 nm a 700 nm.

88Ú. Když červené světlo dopadá ve vakuu pod Brewsterovým úhlem na skleněnou desku, je úhel lomu roven $32,0^\circ$. Jaký je (a) index lomu skla a (b) Brewsterův úhel?