Odraz a lom rovinnej elektromagnetickej vlny na rozhrani dvoch dielektrických prostredí

Úloha

V oblasti viditeľného svetla, na rozhraní vzduchu s dielektrikom, PMMK (polymetylmetakrylát) známeho pod komerčným názvom plexisklo, vykonajte tieto pozorovania a experimenty:

A. Pri prechode polarizovanej elektromagnetickej vlny zo vzduchu do dielektrika

1.) Pri rôznych uhloch dopadu θ_d postupne odmerajte:

- uhol prechodu θ_p pre uhly dopadu z intervalu $1° \leq \theta_d \leq 85°$
- uhol odrazu θ_r pre uhol dopadu z intervalu $20° \leq \theta_d \leq 75°$
- presvedčte sa, že funkcie $\theta_p \equiv f_1(\theta_d)$ a $\theta_r \equiv f_2(\theta_d)$ nezávisia od polarizácie vektora $\vec{E}$,
- vypočítajte a nakreslite priebeh absolútnej hodnoty koeficientov odrazu $\rho_\perp(\theta_d)$ a $\rho_{||}(\theta_d)$ pri dvoch navzájom kolmých polarizáciách vektora $\vec{E}$ vzhľadom na rovinu dopadu

2.) Meraním stanovte Brewsterov uhol θ_B,

- vypočítajte z θ_B približnú hodnotu ε_r dielektrika,
- overte, že pohltenie energie pri tomto uhle nastáva len pri jednej z dvoch navzájom kolmých polarizácií vektora $\vec{E}$ vzhľadom na rovinu dopadu

B. Pri prechode polarizovanej elektromagnetickej vlny z dielektrika do vzduchu

3.) Meraním nájdite kritický uhol θ_{dc} dopadu, pri ktorom dochádza k totálnemu odrazu od rozhrania

- presvedčte sa, že tento uhol nezávisí od polarizácie vektora $\vec{E}$,
- vypočítajte z θ_{dc} približnú hodnotu ε_r dielektrika

Maxwellove rovnice v prostredí vyplnenom látkou ukazujú sa byť platné až do frekvencií, pri ktorých sa vlnová dĺžka $\lambda = c / f$ (kde $c = 2{,}9979\times10^8$ m/sek) približuje medziatomárnym vzdialenostiam. Viditelné svetlo s vlnovými dĺžkami od 700 nm (červená) do 400 nm (fialová) leží v uvedenom rozsahu dostatočne hlboko na to, aby vlnová teória svetla viedla v mnohých prípadoch k rovnakým výsledkom ako geometrická optika. Hoci je svetlo zložitý fenomén, ktorý nemožno interpretovať ako

jednoduché, rovinné elektromagnetické vlnenie, aj základné zákony prechodu cez rozhranie a lomu na rozhraní, odvodené pre rovinnú harmonickú vlnu sú v súlade so zákonmi optiky.

Teoretický úvod

Elektromagnetické pole, v priestore vyplnenom látkou, ktorá je v jednotlivých častiach jeho objemu charakterizovaná rôznymi materiálovými konštantami κ [S/m], ε [F/m], μ[H/m] dá sa opísať ako superpozícia postupných a spätných vĺn. V najjednoduchšom prípade - keď sú rovinným rozhraním oddelené dva polpriestory, pri harmonickej, lineárne polarizovanej, transverzálnej elektromagnetickej vlne, možno z Maxwellovych rovníc odvodiť koeficienty odrazu, pri *kolmej* $\rho_{\perp}(\theta_d)$, resp. pri *paralelnej* $\rho_{||}$ (θ_d) polarizácii vektora $\vec{E}$ vzhľadom na rovinu dopadu. Tieto koeficienty udávaju vzťah medzi *fázorvektormi* elektrickej intnezity $\vec{E}_r$, $\vec{E}_d$ resp. magnetickej intenzity $\vec{H}_r$, $\vec{H}_d$ odrazenej a dopadajúcej vlny. V optike sú známe pod názvom Fresnelove vzťahy.

$$\vec{E}_r = \rho_{\perp}(\Theta_d)\cdot\vec{E}_d \quad , \qquad \rho_{\perp}(\Theta_d) = \frac{Z_2\cos(\Theta_d) - Z_1\cos(\Theta_p)}{Z_2\cos(\Theta_d) + Z_1\cos(\Theta_p)}$$

$$\vec{H}_r = \rho_{\mathrm{I\,I}}(\Theta_d)\cdot\vec{H}_d \quad , \qquad \rho_{\mathrm{I\,I}}(\Theta_d) = \frac{Z_1\cos(\Theta_d) - Z_2\cos(\Theta_p)}{Z_1\cos(\Theta_d) + Z_2\cos(\Theta_p)}$$

symbolmi Z_1 a Z_2 sú tu označené charakteristické impedancie jednotlivých prostredí po oboch stranách rozhrania :

$$Z_1 = \sqrt{\frac{j\omega\mu_1}{\varkappa_1 + j\omega\varepsilon_1}} \quad , \quad Z_2 = \sqrt{\frac{j\omega\mu_2}{\varkappa_2 + j\omega\varepsilon_2}}$$

Elektrickú vodivosť vzduchu aj dielektrika PMMK budeme považovať za nulovú , permeabilitu oboch prostredí za rovnakú ako vo vákuu ($\mu_1 = \mu_2 = \mu_0 = 4\pi\times10^{-7}$ H/m) a podobne aj permitivitu vzduchu položíme rovnú hodnote $\varepsilon_0 = 8{,}8543.\times10^{-12}$ F/m. Za týchto podmienok, budú charakteristické impedancie reálne čísla, a tak isto môžu (ale ani teraz nemusia) byť reálnymi aj koeficienty odrazu. Pre uhol dopadu θ_d a uhol odrazu θ_r platí vždy vzťah rovnosti. Uhol prechodu θ_p je s uhlom dopadu θ_d viazaný Snellovým zákonom:

$$\sin(\theta_d)\gamma_1 = \sin(\theta_p)\gamma_2$$

pričom tzv. konštanty šírenia vĺn γ_1 γ_2, v jednotlivých prostrediach sú určené vzťahmi:

$$\gamma_1 = \sqrt{j\omega\mu_1(\varkappa_1 + j\omega\varepsilon_1)} \quad , \quad \gamma_2 = \sqrt{j\omega\mu_2(\varkappa_2 + j\omega\varepsilon_2)}$$

V prípade ideánych dielektrík bude pomer sínov uhlu prechodu a uhlu dopadu určený odmocninou z pomeru $\varepsilon_1/\varepsilon_2$, alebo priamo pomerom indexov lomu n_1/n_2 , keďže: $n^2 = \varepsilon$. Index "1" pripisujeme prostrediu v ktorom vlna na rozhranie dopadá, index "2" prostrediu, v ktorom sa po prechode cez rozhranie šíri. Pokým bude pri prechode elektromagnetickej vlny z dielektrika do vzduchu ($\varepsilon_1 > \varepsilon_2$) uhol dopadu θ_d menší, ako je istá kritická hodnota θ_{dc} , bude $\sin(\theta_p) < 1$, a koeficienty odrazu budú reálne. Pri $\theta_d \geq \theta_{dc}$ bude $\sin(\theta_p) > 1$, čo ovšem znamená, že θ_p je komplexné číslo, a ako sa môžete presvedčiť priamo dosadením, koeficient odrazu bude komplexný výraz typu (a-jb)/(a+jb) s absolutnou hodnotou 1. Na rozhraní dochádza pri kritickom uhle dopadu, a aj pri: $\theta_d > \theta_{dc}$ k *totálnemu odrazu* - vlnenie do druhého prostredia nevniká. Ľahko sa odvodí, že

$$\theta_{dc} = \arcsin\sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}}$$

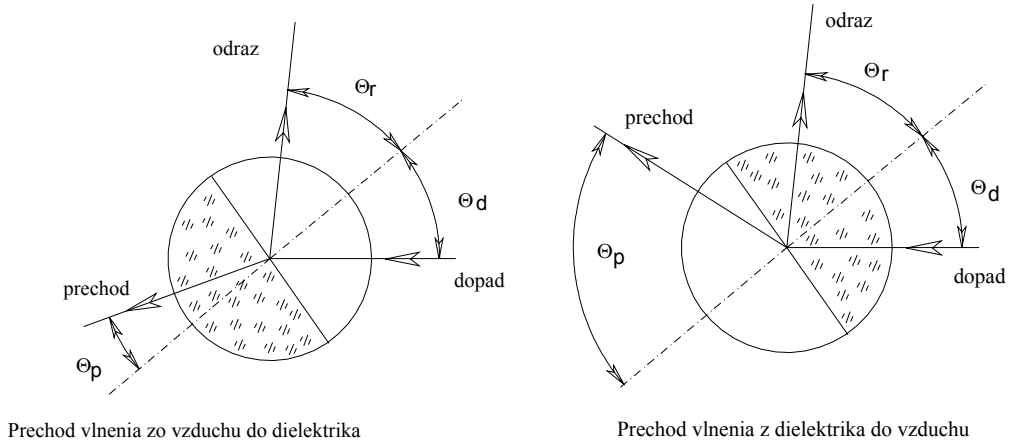
Druhý zaujímavý prípad je aktuálny pri prechode vlnenia z prostredia do prostredia, ak je vektor elektrického poľa $\vec{E}$ orientovaný rovnobežne s rovinou dopadu, kedy pri danom uhle dopadu $\theta_d \equiv \theta_B$ (tzv. Brewsterov uhol, alebo tiež polarizačný uhol), je koeficient odrazu $\rho_{I\ I}(\theta_B) = 0$. Vlnenie sa teraz neodráža, je prostredím za rozhraním v plnej miere pohltené. Pre Brewstrov uhol platí vzťah ,

$$\theta_B = arctg\sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}}$$

kde pomer ε_2 / ε_1 je ľubovolný. Pri uhle dopadu menšom, alebo väčšom ako θ_B vlnenie od rozhrania opäť odráža. Po dopade nepolarizovaného vlnenia na rozhranie pri uhle dopadu $\theta_d=\theta_B$ bude výsledná vlna polarizovaná - bude obsahovať len zložku $\vec{E}_\perp$ kolmú na rovinu dopadu (rovnobežná zložka $\vec{E}_{II}$ bude prostredím za rozhraním pohltená).

Experimentálne usporiadanie.

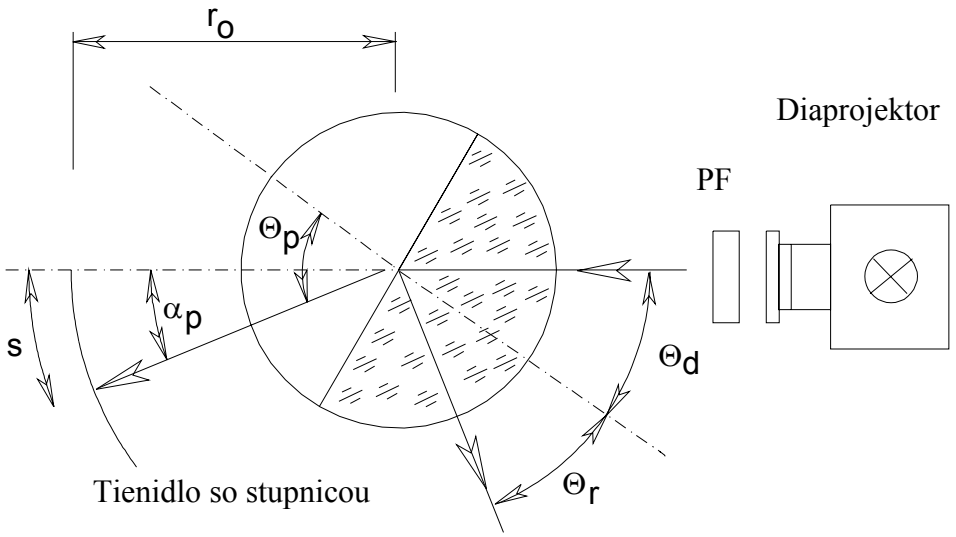
Prípad, rovinným rozhraním rozdeleného priestoru, možno uspokojivo simulovať v usporiadaní podľa obr.1, pomocou valcovej šošovky.



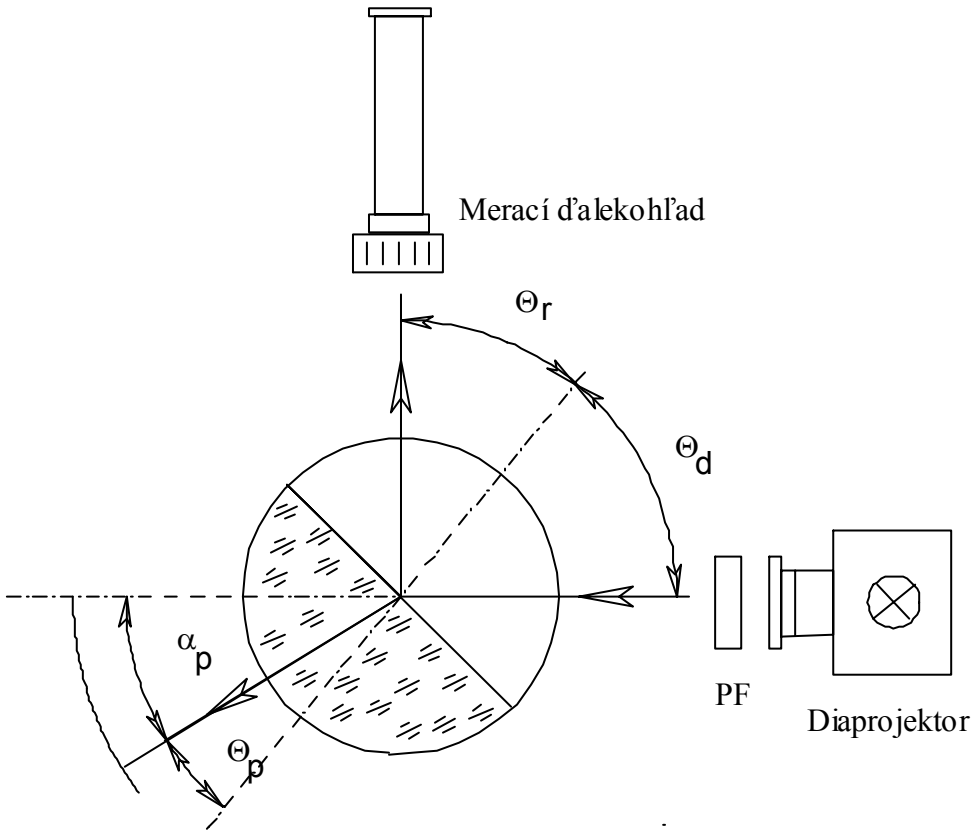
Obr.1 Dopad el. mag. vlny na dielektrické rozhranie

Prítomnosť valcových rozhraní (vďaka ich symetrii) vytvára odraz vĺn vždy len v protismere dopadajúcej vlny, takže, keď po ich vzájomnej interferencii amplitúdy a fázy nadobudnú svoje ustálené hodnoty, pôvodný smer šírenia je zachovaný. Dielektrická valcová šošovka je otočne uložená tak, aby prechádzajúci lúč svetla dopadal na tienidlo so stupnicou a aby odrazený lúč bolo možné pozorovať ďalekohľadom umiestneným na otočnom ramene. Oproti ryske v strede nepohyblivej časti nosníka odčítavame na hornej stupnici uhol dopadu a na dolnej stupnici uhol odrazu po zameraní odrazeného lúča do stredu zorného poľa ďalekohľadu. Dopadajúce svetlo zo zdroja, ktorým je halogénová lampa, prechádzajúca buď cez zvislú štrbinu (úloha A) alebo cez kruhový otvor (úloha B) a ďalej potom cez otočný polarizačný filter, s vyznačeným smerom orientácie vektora $\vec{E}$. Tienidlo, opatrené dĺžkovou stupnicou v milimetroch, tiež valcového tvaru, je uložené súosovo so šošovkou a má polomer r_o= 120 mm. Podielom vzdialenosti svetelnej stopy s_p od začiatku tienidla (nula je v optickej osi sústavy) polomeru r_o určujeme hodnotu pomocného uhla α_p, ktorého význam je zrejmý z obr.2 resp. z obr.3. Pri vyšetrovaní prechodu svetla zo vzduchu do dielektrika (úloha A), platí záorné znamienko, pri vyšetrovaní prechodu z dielektrika do vzduchu (úloha B), platí kladné znamienko v nasledujúcom výraze:

$$\theta_p = \theta_d \pm \alpha_p = \theta_d \pm \left(s_p / r_o\right).180/\pi$$



Obr. 2 Prechod vlnenia z dielektrika do vzduchu



Obr. 3 Prechod vlnenia zo vzduchu do dielektrika