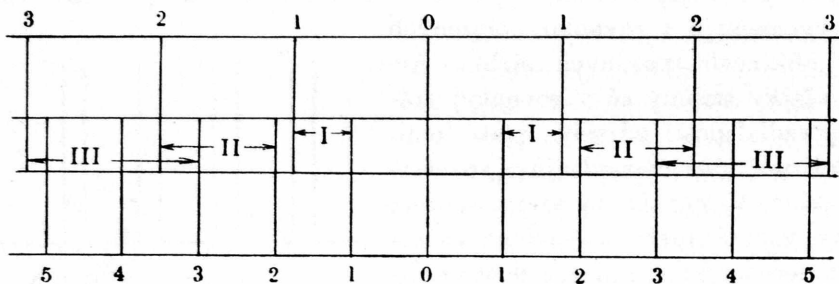


ďalekohľadu alebo fotografického prístroja vznikajú čiary v červenej farbe v miestach zodpovedajúcich smerom určeným vzorcom

$$\sin \alpha_1 = \frac{k\lambda_1}{d}$$

Na obr. 13.9 sú tieto miesta vyznačené zvislými čiarami v jeho hornej tretine.



Obr. 13.9.

Pre svetlo napríklad fialové, s vlnovou dĺžkou λ_2 , platí podobný vzťah

$$\sin \alpha_2 = \frac{k\lambda_2}{d}$$

Ale pretože vlnová dĺžka λ_2 je kratšia ako λ_1 , čiary vznikajúce vo fialovej farbe sú bližšie k sebe, ako je to znázornené v dolnej tretine obr. 13.9.

Pri používaní bieleho svetla čiary vznikajúce v jednotlivých farbách idú za sebou v poradí príslušných vlnových dĺžok. Len miesto nachádzajúce sa v priamom pokračovaní svetla dopadajúceho na optickú mriežku je spoločné všetkým farbám. Tým vzniká v strede zorného poľa biely pruh, v určitej vzdialenosti po jeho obidvoch stranách spektrum I. rádu, potom dvakrát také široké spektrum II. rádu, do ktorého však už zasahuje spektrum III. rádu atď. V každom z týchto spektier sú od pôvodného smeru najmenej odklonené lúče fialové, najviac lúče červené.

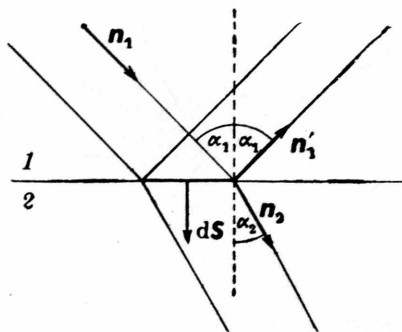
14. POLARIZÁCIA A DVOJLOM SVETLA

14.1. Fresnelove vzorce pre odraz a lom svetla. Majme na mysli rovinné rozhranie oddeľujúce dve priehľadné, homogénne a izotropné prostredia 1 a 2. Na rozhranie nech dopadá rovinné svetelné vlnenie pozdĺž priamky, ktorá s kolmicou dopadu zvierá uhol α_1 . Ako už vieme, na rozhraní nastáva odraz a lom svetla. Uhol odrazu nech je $\alpha'_1 = \alpha_1$ a uhol lomu α_2 (obr. 14.1).

V svetelnom vlnení, ktoré postupuje rovnobežne s jednotkovým vektorom \mathbf{n} , vektor prúdenia elektromagnetickej svetelnej energie, podľa (7.3.2) a (7.2.6), je:

$$\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} = \mathbf{E} \times \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} (\mathbf{n} \times \mathbf{E}) = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} E^2 \mathbf{n} \quad (1)$$

Nech je abs. hodnota vektora \mathbf{E} v svetle na rozhranie dopadajúcom E_d . Podobne nech E_o a E_p sú abs. hodnoty vektora \mathbf{E} v svetle odrazenom a zlomenom (cez rozhranie prechádzajúcom). Jednotkové vektory so smermi postupov týchto svetiel súhlasne rovnobežné nech sú \mathbf{n}_1 , \mathbf{n}'_1 a \mathbf{n}_2 . Keď okrem toho $d\mathbf{S}$ znamená plošný vektor priradený plošnému elementu rozhrania, zo zákona o zachovaní energie vyplýva, že $\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot d\mathbf{S} = -\boldsymbol{\sigma}'_1 \cdot d\mathbf{S} + \boldsymbol{\sigma}_2 \cdot d\mathbf{S}$, t. j.



Obr. 14.1.

$$\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} E_d^2 \cos \alpha_1 = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} E_o^2 \cos \alpha_1 + \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} E_p^2 \cos \alpha_2$$

alebo, keď zavedieme aj označenie $n = \sqrt{\frac{\varepsilon_2 \mu_1}{\varepsilon_1 \mu_2}}$,

$$(E_d^2 - E_o^2) \cos \alpha_1 = n E_p^2 \cos \alpha_2 \quad (2)$$

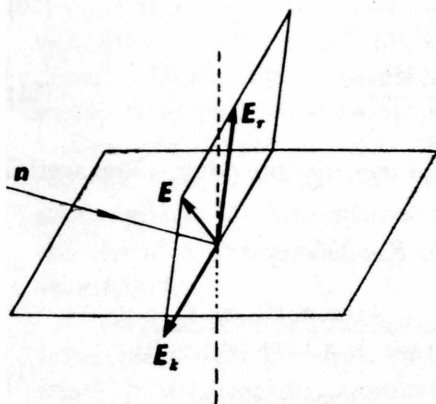
Magnetická permeabilita priehľadných prostredí sa však prakticky vždy rovná magnetickej permeabilite vákua μ_0 ,

$$\text{takže } n = \sqrt{\frac{\varepsilon_2 \mu_1}{\varepsilon_1 \mu_2}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2},$$

lebo rýchlosť svetla určuje vzorec $v = 1/\sqrt{\varepsilon\mu}$, v našom prípade teda vzorec $v = 1/\sqrt{\varepsilon}$. Rovnicu (2) môžeme preto písať aj takto:

$$(E_d^2 - E_o^2) \sin \alpha_2 \cos \alpha_1 = E_p^2 \cos \alpha_2 \sin \alpha_1 \quad (3)$$

V rovinnom svetelnom vlnení vektor \mathbf{E} je na smer postupu svetla kolmý. V rovine na tento smer kolmej vektor \mathbf{E} môžeme preto rozložiť na dve na seba kolmé zložky, napríklad na zložku E_r (obr. 14.2),



Obr. 14.2.

rovnobežnú s rovinou dopadu svetelného lúča na rozhranie dvoch prostredí, a na zložku \mathbf{E}_k , na túto rovinu kolmú, $\mathbf{E} = \mathbf{E}_r + \mathbf{E}_k$. Tým sme dané svetelné vlnenie nahradili dvoma lineárne polarizovanými svetelnými vlneniami. Pretože rovnica (3) platí pre akékoľvek svetlo, bude splnená i vtedy, keď do nej dosadíme abs. hodnoty alebo aj veľkosti vektorov \mathbf{E}_r a \mathbf{E}_o , vzťahujúce sa na zvolené orientácie ich priamok. Z rovnice (3) dostávame tak rovnice:

$$(E_{rd}^2 - E_{ro}^2) \sin \alpha_2 \cos \alpha_1 = E_{rp}^2 \cos \alpha_2 \sin \alpha_1 \quad (4)$$

$$(E_{kd}^2 - E_{ko}^2) \sin \alpha_2 \cos \alpha_1 = E_{kp}^2 \cos \alpha_2 \sin \alpha_1 \quad (5)$$

Rovnosť tangenciálnych zložiek vektora \mathbf{E} po oboch stranách rozhrania, keď priamky vektorov \mathbf{E}_{rd} , \mathbf{E}_{ro} a \mathbf{E}_{rp} orientujeme všetky nad rozhranie, poskytuje rovnice (obr. 14.3)

$$E_{rd} \cos \alpha_1 - E_{ro} \cos \alpha_1 = E_{rp} \cos \alpha_2 \quad (6)$$

$$E_{kd} + E_{ko} = E_{kp} \quad (7)$$

Z rovníc (4) a (6) možno vypočítať E_{ro} a E_{rp} . Vychádza:

$$E_{ro} = E_{rd} \frac{\operatorname{tg}(\alpha_1 - \alpha_2)}{\operatorname{tg}(\alpha_1 + \alpha_2)} \quad (8)$$

$$E_{rp} = 2E_{rd} \frac{\cos \alpha_1 \sin \alpha_2}{\sin(\alpha_1 + \alpha_2) \cos(\alpha_1 - \alpha_2)} \quad (9)$$

Podobne z rovníc (5) a (7) možno vypočítať:

$$E_{ko} = -E_{kd} \frac{\sin(\alpha_1 - \alpha_2)}{\sin(\alpha_1 + \alpha_2)} \quad (10)$$

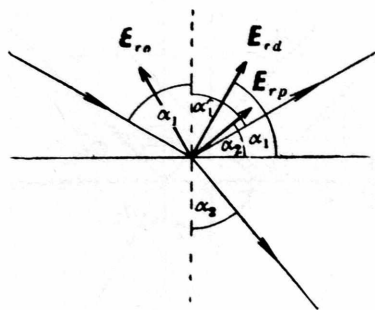
$$E_{kp} = 2E_{kd} \frac{\cos \alpha_1 \sin \alpha_2}{\sin(\alpha_1 + \alpha_2)} \quad (11)$$

Vzťahy (8) až (11) sa nazývajú *Fresnelovými vzorcami* pre odraz a lom svetla.

14.2. Polarizácia svetla odrazom a lomom. Koeficienty

$$k_{ro} = \frac{\operatorname{tg}(\alpha_1 - \alpha_2)}{\operatorname{tg}(\alpha_1 + \alpha_2)}, \quad k_{rp} = \frac{2 \cos \alpha_1 \sin \alpha_2}{\sin(\alpha_1 + \alpha_2) \cos(\alpha_1 - \alpha_2)} \quad (1)$$

$$k_{ko} = -\frac{\sin(\alpha_1 - \alpha_2)}{\sin(\alpha_1 + \alpha_2)}, \quad k_{kp} = \frac{2 \cos \alpha_1 \sin \alpha_2}{\sin(\alpha_1 + \alpha_2)}$$



Obr. 14.3.