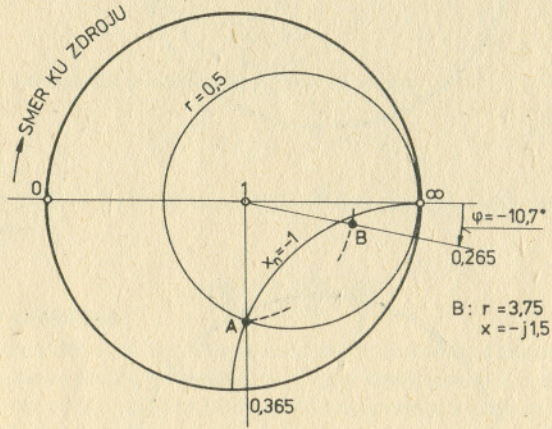


Dĺžku vedenia vyjadríme počtom vlnových dĺžok

$$\frac{l}{\lambda} = \frac{22}{5} = 4,4$$

Celkový počet vlnových dĺžok, o ktoré musíme postúpiť v diagrame, bude

$$0,365 + 4,4 = 4,765 = 9 \cdot 0,5 + 0,265$$



Obr. 6.13. Pomocná konštrukcia na riešenie príkladu

V diagrame postúpime na hodnotu 0,265 na stupnici vlnovej dĺžky od nuly smerom ku zdroju a spojíme ju so stredom. Bod A preniesieme oblúkom okolo stredu na túto spojnicu a dostaneme bod B, v ktorom odčítame tieto hodnoty normalizovanej impedancie

$$r_n = 3,75 \quad \text{a} \quad x_n = -j1,5$$

Hodnota vstupnej impedancie bude

$$Z_{\text{vst}} = 100(3,75 - j1,5) = (375 - j150) \Omega$$

Činiteľa odrazu určíme pomocou radiálneho otočného pravítka alebo postrannej lineárnej stupnice. Keď tieto nie sú k dispozícii, reflexný činiteľ môžeme vypočítať z pomeru polomeru okrajovej kružnice  $r_2$  a polomeru kružnice prechádzajúcej bodmi A a B.

$$r = \frac{r_1}{r_2} = \frac{30}{48} = 0,62$$

Na obode diagramu odčítame fázový posun  $\varphi = -10,7^\circ$ .

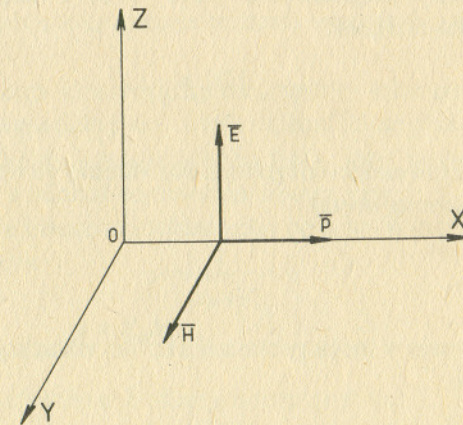
## 7 ELEKTROMAGNETICKÉ VLNY A ICH ŠÍRENIE

### 7.1 ZLOŽKY ELEKTROMAGNETICKÉHO VLNENIA

Elektromagnetické vlnenie vo voľnom priestore, v dostatočnej vzdialenosti od zdroja, obvyčajne považujeme za rovinné. Je to najjednoduchší druh vlnenia a je vždy kolmé na smer šírenia. Takéto vlnenie znázornené na obr. 7.1 sa skladá z elektrickej ( $E$ ) a magnetickej ( $H$ ) zložky. Tieto dve zložky sú na seba vždy kolmé a majú v každom bode priestoru rovnakú fázu. Keď zložka elektrického poľa leží v smere osi  $OZ$ , zložka magnetickeho poľa v smere osi  $OY$ , potom smer osi  $OX$  súhlasí so smerom šírenia vlnenia.

V ľubovoľnom okamihu amplitúdy  $E$  a  $H$  sú viazané vzťahom

$$\frac{E}{H} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \quad (7.1)$$



Obr. 7.1. Orientácia vektorov intenzity elektrickej a magnetickej zložky poľa



kde  $\mu$  a  $\varepsilon$  je permeabilita a permitivita prostredia, v ktorom sa vlnenie šíri. Rýchlosť šírenia elektromagnetického vlnenia je daná vzťahom

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \quad (7.2)$$

pričom

$$\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$$

$$\mu = \mu_r \mu_0$$

kde

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \quad [\text{F/m}]$$

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \quad [\text{H/m}]$$

a  $\varepsilon_r$  a  $\mu_r$  je relatívna permitivita, príp. permeabilita prostredia, v ktorom sa vlnenie šíri. Pre vákuum alebo prakticky pre vzduch platí

$$\frac{E}{H} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 120 \pi \quad (7.3)$$

čo je približne  $377 \Omega$  a nazýva sa impedanciou voľného priestoru alebo vlnovým odporom. Pre prostredie, ktoré prichádza prakticky do úvahy na šírenie vlnenia, sa  $\mu_r = 1$ , ale  $\varepsilon_r$  môže byť rôzne od jednotky. Potom amplitúda intenzity magnetického poľa súvisí s amplitúdou intenzity elektrického poľa vzťahom

$$E = \frac{120 \cdot \pi}{\sqrt{\varepsilon_r}} H \quad (7.4)$$

Rýchlosť šírenia elektromagnetického vlnenia vo voľnom priestore sa rovná rýchlosti šírenia svetla

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} = c \quad (7.5)$$

Rýchlosť šírenia v inom prostredí ako vo vzduchoprázdne alebo vo voľnom priestore

$$v_1 = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r}} \quad (7.6)$$

kde  $c$  je rýchlosť šírenia svetla  $3 \cdot 10^8$  m/s,  $\mu_r$  sa vždy rovná jednotke.

Zo vzťahu (7.6) je zrejmé, že prechodom rádiovej vlny do iného prostredia sa mení jej rýchlosť a úmerne tejto, pri nezmenenej frekvencii, sa mení aj vlnová dĺžka

$$\lambda_1 = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\varepsilon_r}} \quad (7.7)$$

kde  $\lambda_0$  je vlnová dĺžka vo voľnom priestore (vo vákuu),

$\lambda_1$  — vlnová dĺžka v prostredí s dielektrickou konštantou  $\varepsilon_r$ .

Napríklad vlnová dĺžka v polyetyléne sa rovná približne 2/3 jej hodnoty vo voľnom priestore. Rýchlosť šírenia vlnenia je väčšia vo vzduchu ako vo vode, z toho vyplýva, že aj vlnová dĺžka pri prechode zo vzduchu do vody sa mení tak, že vo vode bude menšia.

Predpokladajme, že elektromagnetické vlnenie, ktorého zdrojom je žiarič rovnomerne vyžarujúci všetkými smermi, sa šíri v homogénnom, netlmiacom prostredí. Výkon vyžiarený takýmto zdrojom označme  $P$ . Hustotu toku energie prenášanú za jednu sekundu cez jednotkovú plochu kolmú na smer šírenia poľa vo vzdialenosti  $r$  od zdroja, za predpokladu, že vyžarovaná energia sa rozdeľuje rovnomerne v priestore, vypočítame takto

$$S = \frac{P}{4\pi \cdot r^2} \quad \left[ \frac{\text{W}}{\text{m}^2} \right] \quad (7.8)$$

Strednú hodnotu toku energie môžeme vypočítať aj vektorom Poytinga-Umova.

Vektor Poytinga-Umova je vektor hustoty toku elektromagnetickej energie elektromagnetickej vlny. Jeho veľkosť je úmerná súčinom vektora intenzity elektrického a magnetického poľa, jeho pomer je k obidvom vektorom kolmý a súhlasí so smerom šírenia vlny.

Ak vyjadríme intenzitu elektrického poľa vo V/m a intenzitu magnetického poľa v A/m

$$\mathbf{p} = \mathbf{E}_{\text{ef}} \mathbf{H}_{\text{ef}} \quad \left[ \frac{\text{W}}{\text{m}^2}; \frac{\text{V}}{\text{m}}, \frac{\text{A}}{\text{m}} \right] \quad (7.9)$$

kde  $E_{\text{ef}}$  a  $H_{\text{ef}}$  sú efektívne hodnoty intenzity poľa.

Dosadením za  $H_{\text{ef}}$  z rovnice (7.4) za predpokladu, že  $\varepsilon_r = 1$ , dostaneme pre hustotu toku energie



$$P = \frac{E_{ef}^2}{120 \cdot \pi} \left[ \frac{W}{m^2} \right] \quad (7.10)$$

Porovnaním výrazov (7.8) a (7.10) dostaneme vzťah pre výpočet intenzity elektromagnetického poľa vo vzdialenosti  $r$  od žiariča

$$E_{ef} = \frac{\sqrt{30 \cdot P}}{r} \left[ \frac{V}{m} \right] \quad (7.11)$$

V praxi sa väčšinou používajú smerové vyžarovacie sústavy — žiariče. Stupeň smerovosti sa vyjadruje činiteľom smerovosti (ziskom) vzhľadom ku žiariču, ktorý vyžaruje všetkými smermi rovnako. Činiteľ smerovosti ( $K$ ) je bezrozmerná veličina, ktorá udáva stupeň sústredenia vyžarovanej energie v určitom smere. Smerová anténa, ktorá vyžaruje výkon  $P$ , vytvorí v mieste príjmu tú istú intenzitu poľa ako nesmerová anténa (izotropná), ktorá vyžaruje výkon  $KP$ . Použitie smerovej antény zodpovedá  $K$ - násobnému zväčšeniu výkonu vyžarovania nesmerovej antény. Potom intenzita poľa vo vzdialenosti  $r$  od antény bude

$$E_{ef} = \frac{\sqrt{30 \cdot K \cdot P}}{r} \left[ \frac{V}{m} \right] \quad (7.12)$$

Z uvedeného vzorca je zrejmé, že so zväčšovaním vzdialenosti  $r$  medzi žiaričom a bodom príjmu klesá intenzita elektromagnetického poľa. Tento pokles je spôsobený rozptylom a útlmom — pohltením rádiových vln. Intenzita elektromagnetického poľa sa mimo výpočtu dá zistiť aj meraním meračmi elektromagnetického poľa. Tieto umožňujú merať pole od niekoľko  $\mu V/m$  do desiatok  $mV/m$  vo frekvenčnom rozsahu rádove od  $10^5$  Hz do  $10^8$  Hz.

Obidve zložky elektromagnetického poľa majú rovnakú energiu, preto je dostatočné určiť veľkosť jednej zložky, aby sme dostali hodnotu druhej. Okrem toho, obidve majú rovnaký účinok na prijímaciu anténu, pokiaľ ide o indukované napätie vo vodiči. Zmeny magnetického toku indukujú napätie v rovine kolmej na vodič, zmeny elektrického toku v rovine rovnobežnej s vodičom. Intenzita elektrického poľa pre dobrý príjem je odlišná pre príjem rozhlasu a televízie. V mestách s rozvinutým priemyslom a výškovými budovami potrebujeme väčšiu intenzitu poľa ako vo vidieckych oblastiach s malou členitosťou.

Všetky uvedené vzťahy platia za predpokladu, že zdroj elektromagnetického vlnenia je umiestnený v ideálnom homogénnom prostredí, pričom sme brali do úvahy rovinné vlnenie. V skutočnosti anténa vyžaruje guľové vlny, t. j. vlny, pri ktorých plocha rovnakých fáz je guľa a jej stred je v mieste žiariča. Tak ako môžeme považovať malý úsek guľového povrchu zeme za rovinu, môžeme v dostatočných vzdialenostiach od žiariča a v medziach ohraničeného objemu prisúdiť guľovým vlnám charakter rovinných vln.

## 7.2 POLARIZÁCIA ELEKTROMAGNETICKÉHO VLNENIA

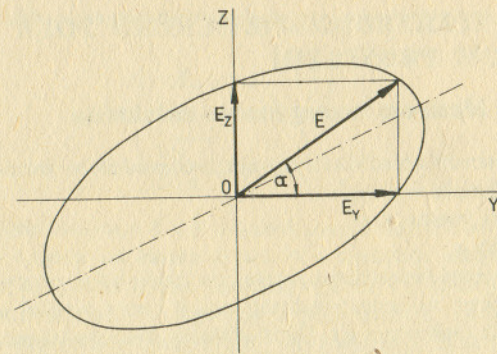
Polarizáciou elektromagnetického vlnenia rozumieme zmenu smeru a veľkosti intenzity elektrickej zložky elektromagnetického poľa v danom bode za jednu periódu. Rozlišujeme tri druhy polarizácie elektromagnetických vln:

- lineárnu,
- kruhovú,
- eliptickú.

Elektromagnetické vlnenie vyžiarené anténou, ktoré sa šíri do bodu príjmu, má vzhľadom na povrch zeme horizontálnu a vertikálnu zložku elektromagnetického vlnenia. Tieto dve zložky, schematicky znázornené na obr. 7.2, prejdú pri šírení vlnenia rôznym prostredím, takže v mieste príjmu sa líšia veľkosťou amplitúdy a fázy.

Elektromagnetické vlnenie je lineárne polarizované vtedy, keď výsledný vektor  $E$  má konštantnú orientáciu (fázu), ale jeho veľkosť sa periodicky mení uhlovou rýchlosťou  $\omega$ . Veľkosť vektora bude

$$E = \sqrt{E_y^2 + E_z^2} \cos \omega t \quad (7.13)$$



Obr. 7.2. Polarizácia elektromagnetického vlnenia



Veľkosť uhla  $\alpha$ , ktorým je určená orientácia výsledného vektora, je konštantná

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{E_z}{E_y} = \text{konštanta} \quad (7.14)$$

Ak lineárne polarizované vlnenie má len vertikálnu zložku ( $E_y = 0$ ), hovoríme, že vlnenie je vertikálne polarizované. V opačnom prípade, keď zostáva len horizontálna zložka poľa ( $E_z = 0$ ), hovoríme o horizontálne polarizovanom vlnení. Lineárna polarizácia sa používa vtedy, keď sa vzájomná poloha vysielačej a prijímacej antény nemení.

Kruhová polarizácia vzniká vtedy, ak sú amplitúdy horizontálnej a vertikálnej zložky vektora  $E$  rovnaké, mení sa však ich fáza. Veľkosť výsledného vektora sa nemení, čo vyjadríme rovnicou

$$E = \sqrt{E_z^2 + E_y^2} = \text{konštanta} \quad (7.15)$$

Uhol  $\alpha$ , ktorým je určená orientácia výsledného vektora, sa mení rovnomerne s rýchlosťou  $\omega$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{E_z}{E_y} = \operatorname{tg} \omega t \quad (7.16)$$

Elektromagnetické vlnenie je elipticky polarizované, keď vektor výsledného elektrického poľa opisuje svojim koncom elipsu. To znamená, že sa veľkosť vektora  $E$  a aj jeho fáza  $\alpha$  periodicky menia. Eliptická polarizácia sa používa pre svoje výhody vtedy, keď sa mení vzájomná poloha vysielačej alebo prijímacej antény, napríklad pri sledovaní umelých družíc zeme, v kozmonautike, rádiolokácii, rádionavigácii a pod. Kruhove polarizované elektromagnetické vlnenie si zachová polarizáciu aj pri prechode ionosférou, čím je zaručené verné sledovanie cieľov.

Pri rovnosti polos elipsy mení sa eliptická polarizácia na kruhová a pri neobmedzenom znižovaní malej polosi na lineárnu polarizáciu.

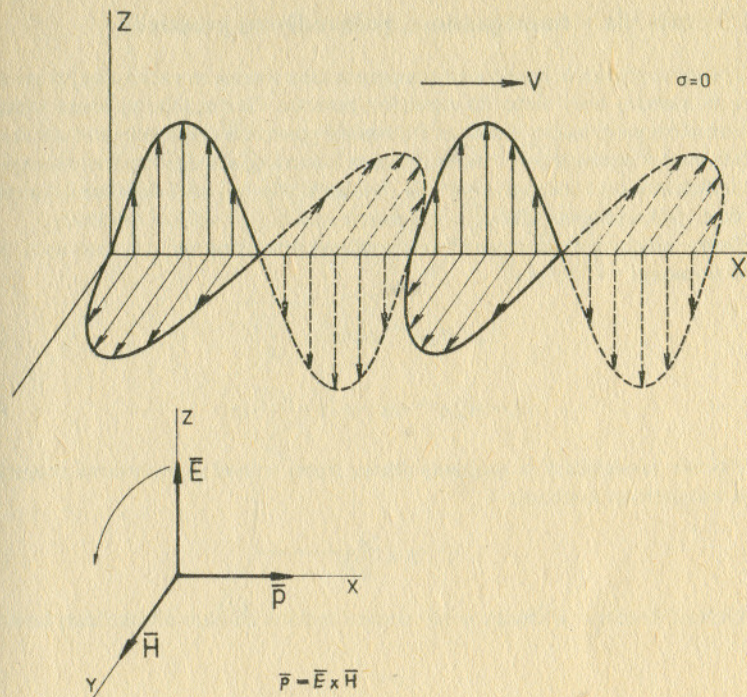
## 7.2 ŠÍRENIE ELEKTROMAGNETICKÉHO POĽA V RÔZNYM PROSTREDÍ

### 7.2.1 Šírenie v ideálnom homogénnom dielektriku

Vlastnosti prostredia z hľadiska šírenia elektromagnetického vlnenia charakterizujú:

- merná elektrická vodivosť  $\sigma$ ,
- dielektrická konštanta  $\epsilon$ ,
- permeabilita  $\mu$ .

Ideálne homogénne dielektrikum je také, pre ktoré platí  $\sigma = 0$ ,  $\epsilon = \text{konštanta}$ ,  $\mu_r = \mu_0$ . Za takéto dielektrikum môžeme považovať spodné vrstvy zemskej atmosféry, ktorých relatívna dielektrická konštanta  $\epsilon_r = 1$ . Rýchlosť šírenia vlnenia v takomto prostredí je daná vzťahom (7.6). Ako sme už spomenuli, guľové vlnenie sme nahradili rovinným, preto elektrické a magnetické pole bude mať len jednu zložku, ostatné sa rovnajú nule.



Obr. 7.3. Elektrické a magnetické pole rovinatej vlny v ideálnom dielektriku

Zložku elektrického a magnetického poľa rovinatej vlny môžeme vyjadriť rovnicou

$$E_z = E_m \cos \omega \left( t + \frac{x}{v} \right) \quad (7.17)$$

$$H_y = \frac{\sqrt{\epsilon_r}}{120 \pi} E_m \cos \omega \left( t + \frac{x}{v} \right) \quad (7.18)$$

Vzájomná orientácia vektorov  $E$  a  $H$  je kolmá, smer šírenia je daný kladným smerom osi  $x$ , fázový posun v smere osi šírenia je nulový a amplitúda jednotlivých zložiek je konštantná. Rovnice (7.17) a (7.18) nám umožňujú vyjadriť, v určitom časovom okamihu, vzťah medzi vektorom elektrického a magnetického poľa. Grafické vyjadrenie vzájomného vzťahu elektrického a magnetického poľa rovinatej vlny v ideálnom dielektriku je na obr. 7.3. Argument  $\left( t + \frac{x}{v} \right)$  v týchto rovniach nám vyjadruje periodickú zmenu rovinatej vlny.



### 7.3.2 Šírenie vln v homogénnom, polovodivom prostredí

S takýmto prípadom šírenia elektromagnetického vlnenia sa stretávame pri preniknutí vlnenia do morskej vody alebo do zemského povrchu. Okrem toho aj horné ionizované vrstvy atmosféry majú takéto vlastnosti. Polovodivé prostredie s parametrami  $\sigma$  a  $\epsilon$  sa správa vzhľadom na elektromagnetické vlnenie, ktoré sa v ňom šíri, ako dielektrikum s komplexnou hodnotou dielektrickej konštanty  $\epsilon = n - jp$ . Reálna zložka ( $n$ ) tejto dielektrickej konštanty ovplyvňuje rýchlosť šírenia vlnenia a imaginárna zložka ( $jp$ ) veľkosť amplitúdy.

Zložky elektrického a magnetického poľa rovinatej vlny môžeme pre tento prípad vyjadriť rovnicami

$$E_z = E_m e^{-\delta x} \cos \omega \left( t + \frac{x}{v} \right) \quad (7.19)$$

$$H_y = H_m e^{-\delta x} \cos \left[ \omega \left( t + \frac{x}{v} \right) - \varphi \right] \quad (7.20)$$

V týchto rovniciach  $\delta$  je konštanta útlmu, ktorej veľkosť je ovplyvnená imaginárnou zložkou dielektrickej konštanty

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} p \quad (7.21)$$

Rýchlosť šírenia  $v$  je číselne ovplyvňovaná reálnou zložkou dielektrickej konštanty

$$v = \frac{c}{n} \quad (7.22)$$

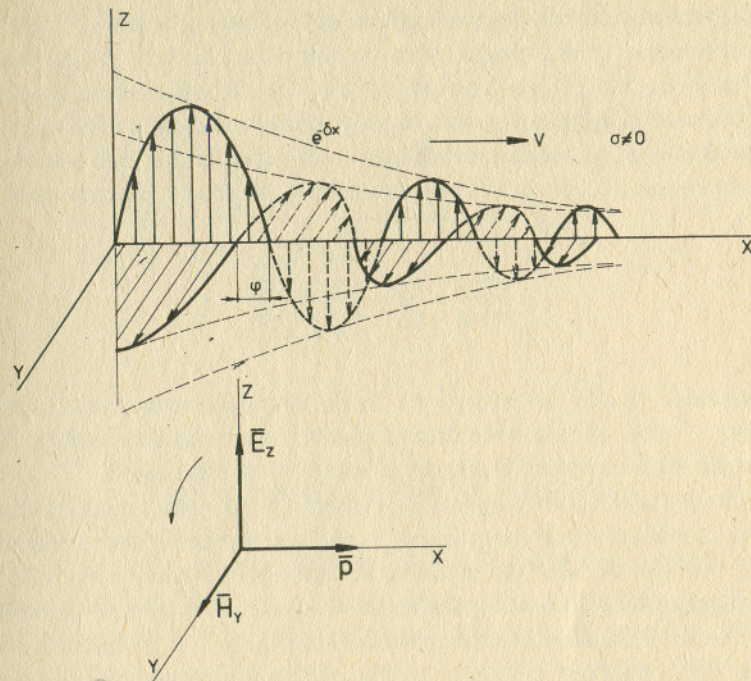
Výraz  $e^{-\delta x}$  v rovnici (7.19) a (7.20) vyjadruje, že amplitúda elektrickej a magnetickej zložky poľa exponenciálne klesá. Rýchlosť šírenia  $v$  sa líši od rýchlosti šírenia v ideálnom dielektriku. Magnetické pole je fázovo posunuté oproti elektrickému poľu o uhol  $\varphi$ . Priebeh elektrickej a magnetickej rovinatej elektromagnetickej vlny pri šírení v polovodivom prostredí je znázornený na obr. 7.4. Útlm rádiových vln v polovodivom prostredí stúpa s frekvenciou, preto sú najdlhšie vlny najvýhodnejšie pre rádiové spojenie v takomto prostredí.

### 7.3.3 Odras a lom elektromagnetických vln

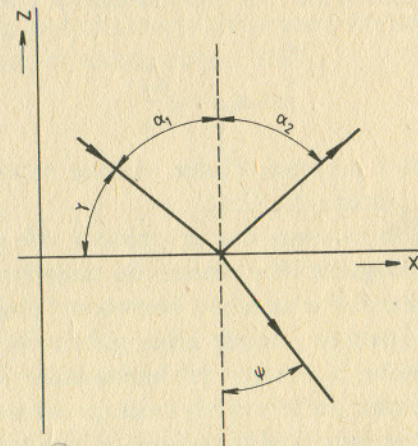
Odras elektromagnetického vlnenia nastáva hlavne pri krátkych a veľmi krátkych vlnách, pri prechode vlnenia z prostredia s dielektrickou konštantou  $\epsilon_1$  do prostredia s dielektrickou konštantou  $\epsilon_2$ .

a) Odras elektromagnetického vlnenia na rozhraní dvoch dielektrík v prípade, keď merná vodivosť  $\sigma = 0$ .

Keď dopadne elektromagnetické vlnenie na rozhranie dvoch dielektrík pod určitým uhlom  $\alpha_1$ , časť vlnenia sa odrazí pod uhlom  $\alpha_2$ , časť



Obr. 7.4. Elektrické a magnetické pole rovinatej vlny v polovodivom prostredí



Obr. 7.5. Odras a lom na rozhraní dvoch dielektrík



peniká do nového média pod uhlom  $\psi$  — lomí sa (obr. 7.5). Podľa zákona odrazu, uhol dopadu sa rovná uhlu odrazu, čiže  $\sin \alpha_1 = \sin \alpha_2$ , pričom obidva uhly ležia v tej istej rovine. Časť vlnenia, ktoré prechádza do iného média, mení svoj smer. Ak  $\alpha_1$  je uhol dopadu a  $\psi$  uhol lomu a ak predpokladáme, že vlnenie prechádza z jedného média, kde má vlnenie rýchlosť šírenia  $v_1$ , do druhého s rýchlosťou šírenia  $v_2$ , potom platí

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \psi} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{\frac{c}{\sqrt{\epsilon_1}}}{\frac{c}{\sqrt{\epsilon_2}}} = \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}} \quad (7.23)$$

Rovnica (7.23) je totožná so Snellovým zákonom lomu známym z optiky. Pomer rýchlostí vlnenia v rôznych dielektrikách alebo pomer odmocnín dielektrických konštánt je relatívny indexu lomu.

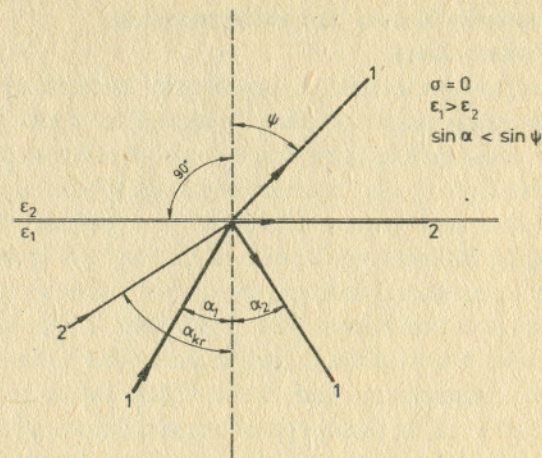
Ak vstupuje elektromagnetické vlnenie z prostredia s menšou dielektrickou konštantou do prostredia s väčšou dielektrickou konštantou  $\epsilon_2 > \epsilon_1$ , vlnenie sa láme ku kolmici a teda  $\sin \alpha_1 > \sin \psi$ . Ak vstupuje elektromagnetické vlnenie z prostredia s väčšou dielektrickou konštantou do prostredia s menšou dielektrickou konštantou ( $\epsilon_2 < \epsilon_1$ ), vlnenie sa láme od kolmice, a teda  $\sin \alpha_1 < \sin \psi$ .  $\sin \psi$  môže nadobudnúť najviac hodnotu 1, keď  $\psi = 90^\circ$ . Tomuto uhlu lomu prislúcha v prostredí s väčšou dielektrickou konštantou uhol  $\alpha_{kr}$ , ktorý sa nazýva kritický alebo medzný uhol

$$\sin \alpha_{kr} = \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}} \quad (7.24)$$

Ak sa tento uhol prekročí, žiadne vlnenie neprenikne rozhraním a všetka energia sa odrazí (obr. 7.6).

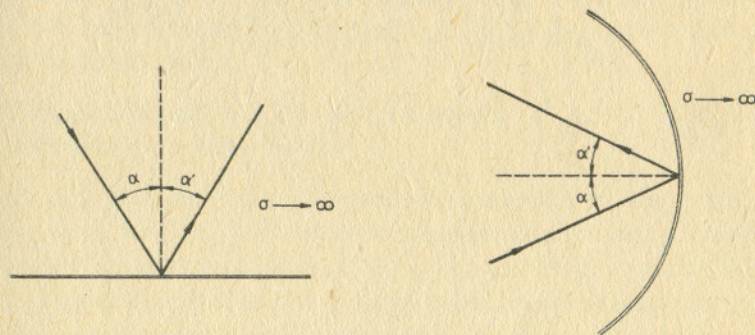
Pri vertikálne polarizovanej vlne pri určitom uhle dopadu prechádza celá energia elektromagnetického vlnenia do druhého prostredia; tento uhol nazývame polarizačný uhol alebo Brewsterov uhol. Tento uhol, pri ktorom je elektromagnetické vlnenie úplne polarizované, závisí od frekvencie a od dielektrickej konštanty. Pri horizontálne polarizovanej vlne tento jav nemôže nastať, pri tejto vždy existuje odrazené vlnenie.

b) Odras elektromagnetického vlnenia od dokonale vodivého prostredia.



Obr. 7.6. Úplný odraz na rozhraní dvoch prostredí

Pre dokonale vodivé prostredie merná elektrická vodivosť  $\sigma \rightarrow \infty$ . Z toho vyplýva, že energia dopadajúcej vlny nepreniká do druhého prostredia, lebo v dokonalom vodivom prostredí sa nemôžu vlny šíriť. Nastáva odraz. Odrasové plochy môžu byť rovinné alebo sférické (obr. 7.7). Podľa zákona odrazu uhol dopadajúcej vlny sa rovná uhlu odrazenej vlny. Pri odraze vertikálne polarizovanej vlny sa nemení ani amplitúda, ani fáza. Pri odraze horizontálne polarizovanej vlny sa amplitúdy zachovávajú, ale mení sa fáza odrazenej vlny o  $180^\circ$ .



Obr. 7.7. Odras od rovinných a sférických vodivých povrchov