

## 2.ŠÍRENIE PRÍZEMNÝCH ELEKROMAGNETICKÝCH VĹN

### 2.1.Elektrické vlastnosti zemského povrchu

Šírenie prízemných elektromagnetických vĺn do značnej miery závisí od elektrických parametrov povrchových vrstiev Zeme. Elektrické vlastnosti jednotlivých zložiek pôdy, podložia a objektov na zemskom povrchu závisia od ich štruktúry, teploty a vlhkosti.

Povrchové vrstvy Zeme majú vo nehomogénnu štruktúru. Preto často neuvažujeme elektrické parametre jednotlivých zložiek, ale zavádzame ich ekvivalentné hodnoty, t .j. hovoríme o takých elektrických parametroch, aké by mala homogénna vrstva, ktorej vplyv na vlastnosti elektromagnetických vĺn by bol rovnaký ako reálnej vrstvy s rovnakou hrúbkou. Hrúbka vrstvy, ktorá ovplyvňuje šírenie elektromagnetických vĺn, závisí od vlnovej dĺžky. Čím je vlnová dĺžka väčšia, tým hrubšia vrstva zeme ovplyvňuje šírenie vlny.

Nerovnosti terénu a jeho pokrytie(lúky, lesy, mestá a pod.) sa prejavujú podobným spôsobom ako vlastnosti pôdy. Základné elektrické parametre najdôležitejších typov zemského povrchu sú uvedené v tab.7.3.

Tab. 7.3 elektrické vlastnosti niektorých typov zemského povrchu

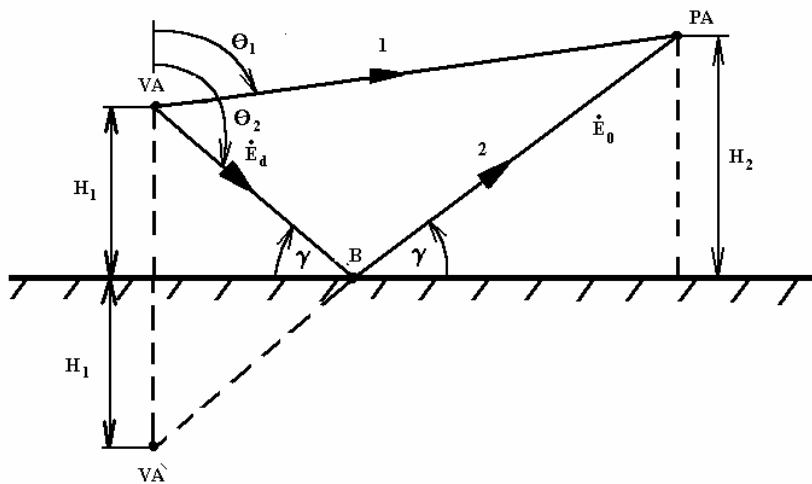
Typ povrchu	Relatívna permitivita	Špecifická vodivosť S/m
Vlhká pôda	10-30	10-3-10-2
Suchá pôda	3-6	10-4-10-3
Hory	-	7.10-4
Lesy	-	10-3
Veľké mestá	-	10-3
Morská voda	80	4
Sladká voda	80	10-3

## 2.2. Šírenie elektromagnetických vln medzi anténami umiestnenými nad rovinným zemským povrchom

Vo všeobecnom prípade popis elektromagnetického poľa v mieste príjmu spočíva v riešení Maxwellových rovníc s príslušnými okrajovými podmienkami. Toto riešenie je omnoho jednoduchšie, ak prijímacia anténa (PA) aj vysielač (VA) sú umiestnené nad rovinným zemským povrchom vo výške, ktorá je omnoho väčšia ako vlnová dĺžka. Antény sú pritom napájané nevyžarujúcim (zakriveným) vedením. Takéto antény sa používajú v oblasti krátkych a veľmi krátkych vln. Elektromagnetické pole v mieste príjmu môžeme potom považovať za superpozíciu vlny priamej (1) a vlny odrazenej od povrchu Zeme (2) (obr. 7.7). pre intenzitu elektrického poľa priamej vlny platí vzťah

$$E_1 = \frac{\sqrt{60PG_0} F(\Theta_1)}{r_1} e^{-jk_0 r_1} \quad (7.29)$$

kde  $P$  je výkon dodávaný do vysielačnej antény,  $G_0$  - energetický zisk vysielačnej antény vzhľadom na izotropnú anténu,  $F(\Theta)$  - normovaná smerová charakteristika vysielačnej antény,  $r_1$  - vzdialenosť medzi vysielačnou a prijímacou anténou pozdĺž priameho lúča 1.



Obr. 7.7. Šírenie elektromagnetických vln medzi anténami nad rovinným zemským povrchom

Pre intenzitu elektrického poľa odrazenej vlny platí podobný vzťah

$$E_2 = \frac{\sqrt{60PG_0} F(\Theta_2)}{r_2} e^{-jk_0 r_2} \quad (7.30)$$

kde  $R$  je koeficient odrazu a  $r_2$  - dráha, ktorú prešla odrazená elektromagnetická vlna. Pre horizontálne polarizovanú vlnu, ktorá sa v oblasti krátkych a veľmi krátkych vln najčastejšie používa, platí pre koeficient odrazu vzťah [11]

$$R_H = \frac{\sin \gamma - \sqrt{\epsilon_r' - \cos^2 \gamma}}{\sin \gamma + \sqrt{\epsilon_r' - \cos^2 \gamma}} \quad (7.31)$$

kde  $\epsilon_r'$  je relatívna komplexná permitivita zemského povrchu.

$$\epsilon_r' = \epsilon_r - j \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} = \epsilon_r - j60 \lambda_0 \sigma \quad (7.32)$$

Vektory intenzity elektrického poľa priamej i odrazenej vlny sú v tomto prípade rovnobežné a výsledné pole je súčtom polí  $\vec{E}_1$  a  $\vec{E}_2$

$$E = \sqrt{60PG_0} \left[ F(\Theta_1) \frac{e^{-jk_0r_1}}{r_1} + F(\Theta_2) R_H \frac{e^{-jk_0r_2}}{r_2} \right] \quad (7.33)$$

V prípade vertikálnej polarizácie platí pre koeficienty odrazu vzťah [11]

$$R_V = \frac{\varepsilon_r' \sin \gamma - \sqrt{\varepsilon_r' - \cos^2 \gamma}}{\varepsilon_r' \sin \gamma + \sqrt{\varepsilon_r' - \cos^2 \gamma}} \quad (7.34)$$

a vektory  $\vec{E}_1$  a  $\vec{E}_2$  nie sú rovnobežné. Výsledné pole je polarizované elipticky, pričom zvislú zložku intenzity možno vyjadriť vzťahom

$$E_Z = E_1 \sin \Theta + E_2 \sin \Theta_2 = \sqrt{60PG_0} \left[ F(\Theta_1) \sin \Theta_1 \frac{e^{-jk_0r_1}}{r_1} + F(\Theta_2) \sin \Theta_2 R_V \frac{e^{-jk_0r_2}}{r_2} \right] \quad (7.35)$$

Pre väčšinu praktických aplikácií je vzdialenosť medzi anténami omnoho väčšia ako výšky  $H_1, H_2$ . Môžeme potom predpokladať, že hustota vyžarovania pre smer priamej i odrazenej vlny je rovnaká a pre rozdiel dráh lúčov 1 a 2 platí

$$\Delta r \approx \frac{2H_1H_2}{r} \quad (7.36)$$

Ak uvažujeme častejší prípad horizontálnej polarizácie a uvažíme, že uhol dopadu odrazenej vlny je približne  $90^\circ$ , koeficient odrazu  $R_H \approx -1$ . Potom pre absolútnu hodnotu intenzity elektrického poľa v mieste príjmu dostaneme

$$|E| = \frac{2\sqrt{60PG_0}}{\lambda r} \left| \sin \left( \frac{2\pi H_1 H_2}{\lambda r} \right) \right| \quad (7.37)$$

Pre malé argumenty  $2\pi H_1 H_2 / \lambda r$  môžeme vzťah (7.37) zjednodušiť

$$|E| = \frac{4\pi\sqrt{60PG_0} H_1 H_2}{\lambda r^2} \quad (7.38)$$

Ak použijeme praktické jednotky ( $[P] = kW, [E] = mV/m, [\lambda, H_1, H_2] = m, [r] = km$ ), vzťah (7.38) napíšeme v tvare

$$|E| = \frac{3,94\sqrt{PG} H_1 H_2}{\lambda r^2} \quad (7.39)$$

kde G je zisk vysielačnej antény vzhľadom na polvlnový dipól.

### 2.3. Šírenie povrchových elektromagnetických vln nad rovinným zemským povrchom

Povrchové elektromagnetické vlny sú prízemné vlny, ktoré sa šíria pozdĺž zemského povrchu. Tieto vlny vznikajú v prípade antén umiestnených v malej výške (v porovnaní s vlnovou dĺžkou) nad povrchom zeme. Riešenie úloh o šírení povrchových elektromagnetických vln sa značne zjednoduší pri použití Leontovičových okrajových podmienok, ktoré odvodíme.

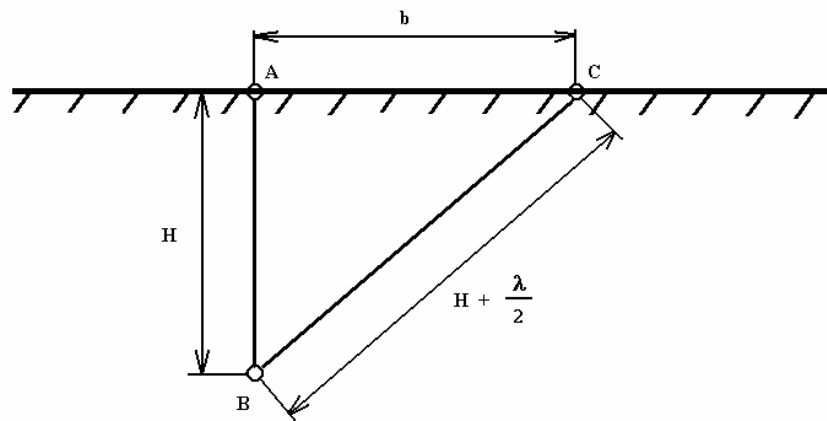
Uvažujme prostredie, ktorého veľkosť relatívnej komplexnej permitivity je omnoho väčšia ako jednotka

$$\sqrt{\varepsilon_r^2 + (60\lambda_0)^2} \gg 1 \quad (7.40)$$

Ak platí podmienka (7.40), bez ohľadu na to, či je to dôsledok veľkého  $\varepsilon_r$  alebo veľkého súčinu  $60\lambda_0$ , potom i reálna časť komplexného indexu lomu je omnoho väčšia ako jednotka

$$\operatorname{Re}[n'] = \operatorname{Re}\left[\sqrt{\varepsilon_r}\right] \gg 1 \quad (7.41)$$

a vlnová dĺžka v zemi  $\lambda = \lambda_0 / n$  je omnoho menšia ako vlnová dĺžka vo voľnom priestore (vo vzduchu). Podmienka (7.40) platí pre väčšinu druhov pôdy, ktoré sa vyskytujú v praxi.



Obr.7.8. K určeniu poľa pod povrchom zeme

Uvažujme, že pozdĺž vodivého povrchu zeme sa šíri vo vzduchu elektromagnetická vlna s vlnovou dĺžkou  $\lambda_0$ . Pre výpočet elektromagnetického poľa v bode B v hĺbke H pod povrchom zeme (obr. 7.8) možno využiť Huygensov princíp a sčítať v bode B polia vytvorené elementárnymi zdrojmi na povrchu zeme. Výsledné pole (kap. 7.1.5) závisí predovšetkým od elementárných zdrojov rozložených v prvej Fresnelovej zóne. Keby rozhranie (zemský povrch) bolo ekvifázovou plochou, polomer prvej Fresnelovej zóny  $b$  môžeme určiť z podmienky

$$\sqrt{H^2 + b^2} - H = \frac{\lambda}{2} \quad (7.42)$$

v tvare

$$b = \sqrt{H\lambda + \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2} \quad (7.43)$$

Ak hĺbka H je malá v porovnaní s vlnovou dĺžkou, potom

$$b \approx \frac{\lambda}{2} \ll \lambda_0 \quad (7.44)$$

Rozmery prvej Fresnelovej zóny sú potom porovnateľné s vlnovou dĺžkou v zemi, ale sú malé v porovnaní s vlnovou dĺžkou vo vzduchu. Z toho vyplýva, že na úseku s priemerom  $2b$  (priemer prvej Fresnelovej zóny) môžeme pole považovať za súfázové. Pole v malej hĺbke  $B$  je výsledkom pôsobenia súfázových elementárnych sekundárnych žiaričov rozložených na malej ploche. Súfázovo budená plocha je zdrojom rovinatej elektromagnetickej vlny, ktorá sa šíri do zeme v smere kolmom na jej povrch. Intenzita magnetického poľa elektromagnetickej vlny v polovodivom prostredí súvisí s intenzitou elektrického poľa podľa vzťahu

$$H_{2Y} = -\frac{\sqrt{\epsilon_r'}}{Z_0} E_{2X} \quad (7.45)$$

Na rozhraní vzduchu a zeme ( $z = 0$ ) musia byť dotyčnicové zložky intenzity elektrického a magnetického poľa spojité, t. j.

$$H_{2Y} = H_{1Y} \quad (7.46)$$

$$E_{2X} = E_{1X} \quad (7.47)$$

Po dosadení vzťahov (7.46) a (7.47) do vzťahu (7.45) dostaneme pre  $z = 0$  podmienku

$$H_{1Y} = -\frac{\sqrt{\epsilon_r'}}{Z_0} E_{1X} \quad (7.48)$$

Vzťah (7.48) sa nazýva približná Leontovičová okrajová podmienka, ktorá vyjadruje vzťah medzi horizontálnymi zložkami intenzity elektrického a magnetického poľa vo vzduchu pomocou parametrov zemského povrchu ( $\epsilon_r'$ ).

Podmienku (7.48) môžeme vyjadriť aj v inom tvare. Jej derivovaním podľa  $x$  dostaneme vzťah

$$\frac{\partial H_{1Y}}{\partial x} = -\frac{\sqrt{\epsilon_r'}}{Z_0} \frac{\partial E_{1X}}{\partial x} \quad (7.49)$$

Z Maxwellových rovníc

$$\text{div } \vec{E} = 0 \quad (7.50)$$

$$\text{rot } \vec{H}_1 = j\omega\epsilon_0 \vec{E}_1 \quad (7.51)$$

vyplýva, že

$$\frac{\partial E_{1X}}{\partial x} = -\frac{\partial E_{1Z}}{\partial z} \quad (7.52)$$

a

$$\frac{\partial H_{1Y}}{\partial x} = j\omega\epsilon_0 E_{1Z} \quad (7.53)$$

Po dosadení (7.52) a (7.53) do (7.49) dostaneme približnú Leontovičovu okrajovú podmienku v tvare

$$\frac{\partial E_{1Z}}{\partial z} = \frac{jk_0}{\sqrt{\epsilon_r'}} E_{1Z} \quad (7.54)$$

Uvažujme teraz rovinnú elektromagneticкую vlnu, ktorá sa šíri pozdĺž osi  $x$  vo vzduchu

$$E_{1z} = E_m e^{-jk_0 x} \quad (7.55)$$

$$H_{1Y} = -\frac{1}{Z_0} E_{1z} = -\frac{E_m}{Z_0} e^{-jk_0 x} \quad (7.56)$$

Zo vzťahu (7.48) vyplýva, že horizontálna zložka intenzity elektrického poľa sa musí rovnať

$$E_{1x} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r'}} E_{1z} \quad (7.57)$$

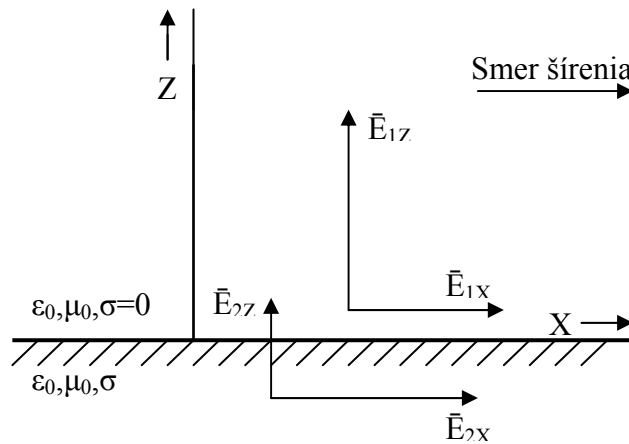
Zo spojitosti dotyčnicových zložiek poľa na rozhraní vyplýva, že

$$H_{2y} = H_{1y} \quad (7.58)$$

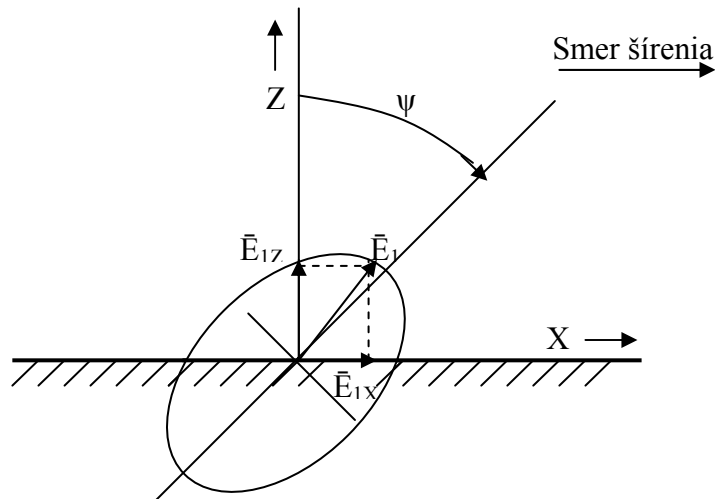
$$E_{2x} = E_{1x} \quad (7.59)$$

Z podmienky spojitosti normálových zložiek vektora elektrickej indukcie  $\vec{D}$  vyplýva, že

$$E_{2z} = \frac{E_{1z}}{\epsilon_r} \quad (7.60)$$



Obr. 7.9. Štruktúra elektromagnetického poľa pri povrchu zeme.



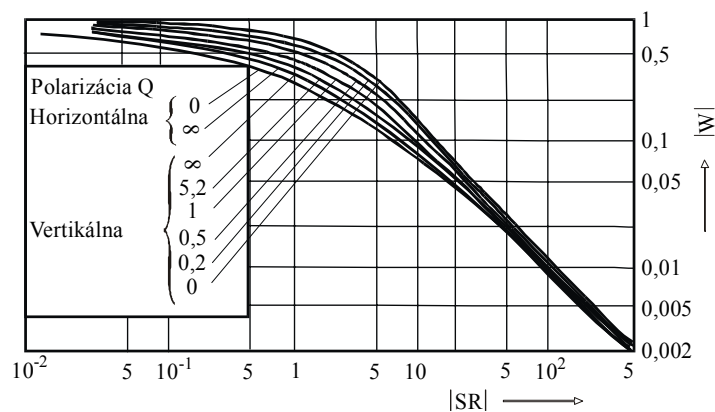
Obr. 7.10. Elipsa polarizácie povrchovej prízemnej vlny

Pomocou známej zložky intenzity elektrického poľa vo vzduchu sme teda vyjadrili ostatné zložky elektromagnetického poľa v oboch prostrediach (obr. 7.9). Amplitúda horizontálnej zložky intenzity elektrického poľa klesá so zväčšovaním vodivosti pôdy a vlnovej dĺžky. Pri šírení elektromagnetickej vlny nad dokonale vodivou zemou túto zložku zaniká. V reálnych podmienkach je vodivosť pôdy taká, že horizontálna zložka intenzity elektrického poľa je omnoho menšia ako zložka vertikálna. Vzhľadom na komplexný charakter permitivity pôdy sú tieto zložky fázovo posunuté. Výsledné pole je teda polarizované elipticky (obr. 7.10). Pri

najčastejšie sa vyskytujúcich parametroch pôdy je elipsa polarizácie veľmi predĺžená, preto sa nedopustíme veľkej chyby, keď výsledné pole budeme považovať za lineárne polarizovanú pozdĺž jej hlavnej osi. Hovoríme potom o odchýlke čela vlny od normály k rovine rozhrania, pre ktorú platí približný vzťah

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{|E_{1x}|}{|E_{1z}|} = \frac{1}{\sqrt[4]{\varepsilon_r^2 + (60\lambda_0 o)^2}} \quad (7.61)$$

Zo vzťahov (7.60) a (7.57) vyplýva, že pokiaľ vo vzduchu je vertikálna zložka intenzity elektrického poľa  $\sqrt{|\varepsilon_r'|}$  - krát väčšia ako zložka horizontálna, v zemi je zložka horizontálna  $\sqrt{|\varepsilon_r'|}$  - krát väčšia ako zložka vertikálna.

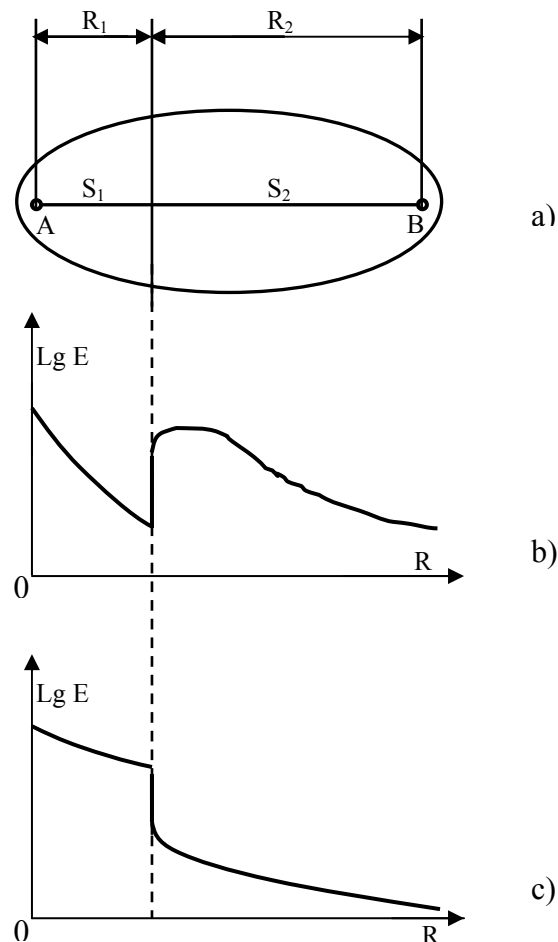


Obr. 7.11. Závislosť činiteľa tlmenia od numerickej vzdialenosti

Pre určenie závislosti amplitúdy elektrického poľa povrchovej vlny od vzdialenosti je potrebné poznať činiteľ tlmenia, ktorý závisí od parametrov pôdy ( $\varepsilon_r, o$ ), vlnovej dĺžky, polarizácie a vzdialenosti R. Závislosť činiteľa tlmenia od tzv. numerickej vzdialenosti, definovanej ako súčin SR, sú na obr. 7.11. Parameter S je definovaný vzťahom  $S = -jk_0 / 2\varepsilon_r'$ , parameter  $Q = \varepsilon_r / 60\lambda_0 o$ .

## 2.4. Šírenie povrchových elektromagnetických vln nad nehomogénnym zemsým povrchom

Doteraz uvažovaný prípad šírenia elektromagnetických vln nad homogénnym zemsým povrchom sa v praxi vyskytuje zriedka. Omnoho častejšie sa elektromagnetická vlna medzi vysielacou a prijímacou anténou šíri nad zemsým povrchom, ktorý pozostáva z niekoľkých častí s rôznymi elektrickými parametrami. Exaktné riešenie tejto úlohy je veľmi zložitá a prakticky je možné ho uskutočniť len za určitých zjednodušujúcich predpokladov.



Obr. 7.12. Šírenie elektromagnetických vln nad nehomogénnym zemsým povrchom:  
 a-trasa medzi vysielacou a prijímacou  
 b-rozloženie intenzity poľa pre  $|S_1| > |S_2|$   
 c-rozloženie intenzity poľa pre  $|S_1| < |S_2|$

Uvažujme, že trasa medzi vysielacou a prijímacou anténou sa skladá z dvoch homogénnych oblastí (obr. 7.12a). Nech oblasť, v ktorej je vysielacia anténa, má dĺžku  $R_1$  a je charakterizovaná parametrom

$$S_1 = -\frac{jk_0}{2\varepsilon_{r1}} \quad (7.62)$$

a oblasť, v ktorej je prijímacia anténa, má dĺžku  $R_2$  a je charakterizovaná parametrom



$$S_2 = -\frac{jk_0}{2\epsilon_{r2}} \quad (7.63)$$

Nech okrem toho pre obidva úseky sú splnené podmienky

$$|S_1 R_1| \gg 1 \quad (7.64)$$

$$|S_2 R_2| \gg 1 \quad (7.65)$$

kde súčin  $S_i R_i$  je tzv. numerická vzdialenosť. Podľa Fejnberga[8] činiteľ tlmenia takejto trasy je

$$W \approx \frac{1}{2\sqrt{S_1 S_2} R} \quad (7.66)$$

kde  $R = R_1 + R_2$  je vzdialenosť medzi vysielačou a prijímacou anténou. Zo vzťahu (7.66) vyplýva, že nehomogénny zemský povrch má na šírenie elektromagnetických vln rovnaký účinok, ako homogénny povrch s parametrom  $S$ , ktorý je geometrickým priemerom parametrov  $S_1$  a  $S_2$  jednotlivých oblastí. Treba si však uvedomiť, že rozloženie elektromagnetického poľa pozdĺž nehomogénnej trasy nie je rovnaké ako pozdĺž trasy homogénnej. Predpokladajme, že úsek trasy s parametrom  $S_1$  má menšiu vodivosť ako úsek s parametrom  $S_2$ , t.j.  $|S_1| < |S_2|$ . Potom intenzita elektrického poľa v dostatočne veľkej vzdialenosti od vysielača sa bude meniť (v porovnaní s poľom vo voľnom priestore) v súlade s činiteľom tlmenia

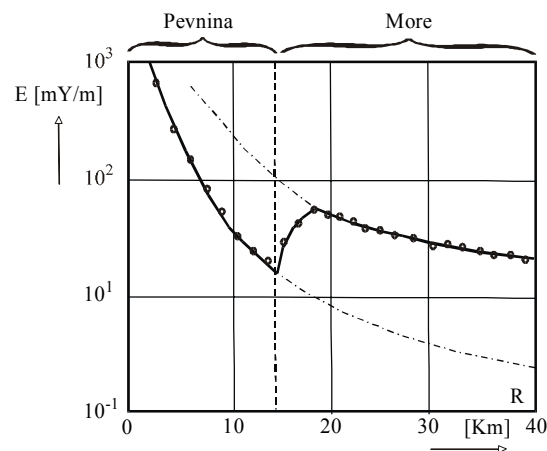
$$W_1 \approx \frac{1}{2S_1 R} \quad (7.67)$$

Pri prechode do druhej oblasti sa elektrické pole mení v súlade so vzťahom (7.66). Pretože

$$\left| \frac{1}{S_1} \right| < \left| \frac{1}{\sqrt{S_1 S_2}} \right| \quad (7.68)$$

pri prechode do druhej oblasti nastáva skokové zväčšenie intenzity elektrického poľa (obr. 7.12b). Podobne v prípade, že  $|S_1| > |S_2|$ , intenzita elektrického poľa pri prechode do druhej oblasti sa skokom zmenší (obr. 7.12c). Tieto javy boli potvrdené experimentálne. Na obr. 7.13 je nameraná závislosť intenzity elektrického poľa od vzdialenosti pri prechode elektromagnetickej vlny s vlnovou dĺžkou  $\lambda = 249m$  cez rozhranie pevnina – more. Výkon vysielačnej antény bol  $P_v = 50kW$ .

Obr. 7.13. Porovnanie experimentálnych údajov s teoretickou závislosťou intenzity elektrického poľa od vzdialenosti pri šírení elektromagnetickej vlny ( $\lambda=249m$ ) na trase pevnina-more (výkon vysielača  $P_v=50kW$ )



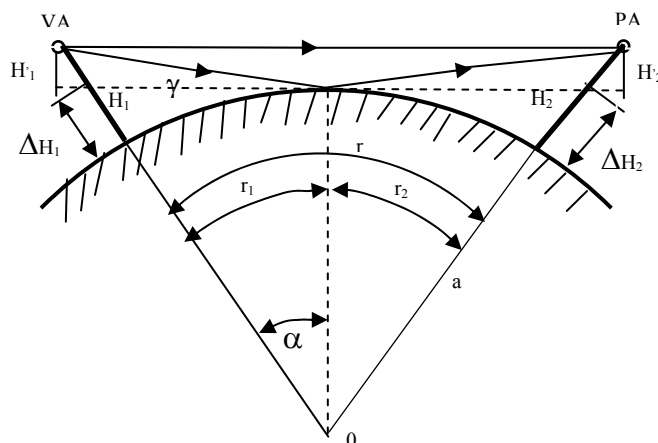
## 2.5. Šírenie elektromagnetických vln nad guľovým zemským povrchom

Ak pri analýze šírenia elektromagnetických vln uvažujeme zakrivenie zemského povrchu, môžeme použiť podobný prístup, ako pri šírení vln nad nehomogénnym povrchom, t.j. previesť riešenie skutočného problému na riešenie problému šírenia vln nad zemským povrchom.

V prípade antény umiestnených nad zemským povrchom je uvaženie zakrivenia zemského povrchu jednoduché, ak sa antény nachádzajú v oblasti priamej viditeľnosti. Vzťah (7.39) možno použiť, ak skutočné výšky antén  $H_1, H_2$  nahradíme redukovanými výškami  $H'_1$ , resp.  $H'_2$  (obr. 7.14). Z jednoduchých geometrických vzťahov môžeme určiť dĺžku oblasti priamej viditeľnosti antén v tvare

$$R_0 = \sqrt{2a}(\sqrt{H_1} + \sqrt{H_2}) \quad (7.69)$$

kde  $a \approx 6370\text{km}$  je polomer Zeme.



Obr. 7.14. Určenie redukovaných výšok antén

Redukované výšky antény sa merajú od dotyčnicovej roviny preloženej bodom odrazu.

Obr. 7.14 nie je nakreslený v mierke, v skutočnosti je  $H_1 \parallel H'_1$  a  $H_2 \parallel H'_2$ . Potom

$$H'_1 \approx H_1 + \Delta H_1 \quad (7.70)$$

$$H'_2 \approx H_2 + \Delta H_2 \quad (7.71)$$

Ďalej platí

$$\cos \alpha = \frac{a}{a + \Delta H_1} \approx 1 - \frac{\Delta H_1}{a} \quad (7.72)$$

Pretože  $\alpha$  je malé, platí

$$\cos \alpha \approx 1 - \frac{\alpha^2}{2} \quad (7.73)$$

Porovnaním vzťahov (7.72) a (7.73) dostaneme

$$\alpha = \frac{r_1}{a} = \sqrt{\frac{2\Delta H_1}{a}} \quad (7.74)$$

z ktorého môžeme vyjadriť  $\Delta H_1$

$$\Delta H_1 = \frac{r_1^2}{2a} \quad (7.75)$$

Analogicky

$$\Delta H_2 = \frac{r_2^2}{2a} \quad (7.76)$$

Redukované výšky potom sú

$$H_1' = H_1 - \frac{r_1^2}{2a} \quad (7.77)$$

$$H_2' = H_2 - \frac{r_2^2}{2a} \quad (7.78)$$

Zo vzťahov (7.77) a (7.78) vyplýva, že na určenie redukovaných výšok potrebujeme poznať polohu bodu odrazu, t. j. vzdialenosti  $r_1, r_2$ , ktoré určíme z rovníc

$$\operatorname{tg} \gamma \approx \frac{H_1 - \frac{r_1^2}{2a}}{r_1} \approx \frac{H_2 - \frac{r_2^2}{2a}}{r_2} \quad (7.79)$$

Pretože  $r_1 + r_2 = r$ , dostaneme pre  $r_1$  rovnicu 3. stupňa.

$$2r_1^3 - 3rr_1^2 + (r^2 - 2aH_1 - 2aH_2)r_1 + 2aH_1 = 0 \quad (7.80)$$

Pre malé vzdialenosti  $r$ , t. j. keď

$$H_1 \gg \frac{r_1^2}{2a}, \quad H_2 \gg \frac{r_2^2}{2a} \quad (7.81)$$

platí

$$r_1 = \frac{H_1}{H_1 + H_2} r, \quad r_2 = \frac{H_2}{H_1 + H_2} r \quad (7.82)$$

čo zodpovedá rovinnému zemskému povrchu. Pre veľké vzdialenosti ( $\gamma \rightarrow 0$ ) dostaneme

$$r_1 = \frac{\sqrt{H_1}}{\sqrt{H_1} + \sqrt{H_2}} r, \quad r_2 = \frac{\sqrt{H_2}}{\sqrt{H_1} + \sqrt{H_2}} r \quad (7.83)$$

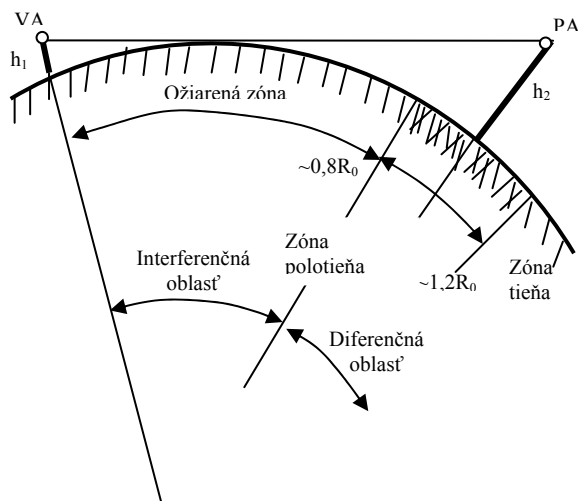
Pre ostatné prípady musíme vždy riešiť rovnicu (7.80)

Keď vzdialenosť medzi anténami je rovná dĺžke oblasti priamej viditeľnosti, redukované výšky sú nulové a podľa vzťahu (7.39) je nulové i elektromagnetické pole v mieste príjmu. Tento výsledok je v rozpore so skutočnosťou, že elektromagnetické pole existuje nielen v oblasti priamej viditeľnosti, ale i ďaleko za jej hranicami. V praxi možno preto vzťah (7.39) použiť len do vzdialenosti

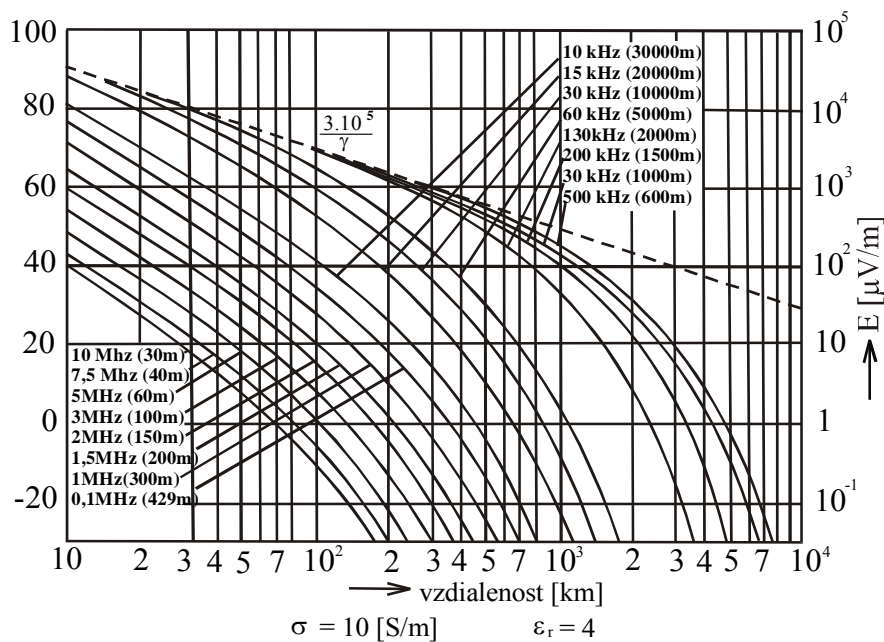
$$r \leq 0,7R_0 \quad (7.84)$$

Túto oblasť nazývame interferenčnou oblasťou. V tejto oblasti môžeme elektromagnetické pole v mieste príjmu považovať za superpozíciu vlny priamej a vlny odrazenej.

Pri zväčšovaní vzdialenosti medzi anténami prechádzame z oblasti interferenčnej do oblasti difrakčnej, v ktorej už elektromagnetické pole nemožno považovať za superpozíciu elektromagnetických polí dvoch vln. Súvislosť pojmov interferenčná oblasť, difrakčná oblasť, oblasť polotieňa a oblasť tieňa je znázornená na obr. 7.15.



Obr.7.15.Rozdelenie trasy šírenia vlny nad guľovým zemským povrchom na oblasti



Obr.7.16.Krivky šírenia povrchovej vlny( $\sigma=10^{-3}$  S/m,  $\epsilon_r=4$ )

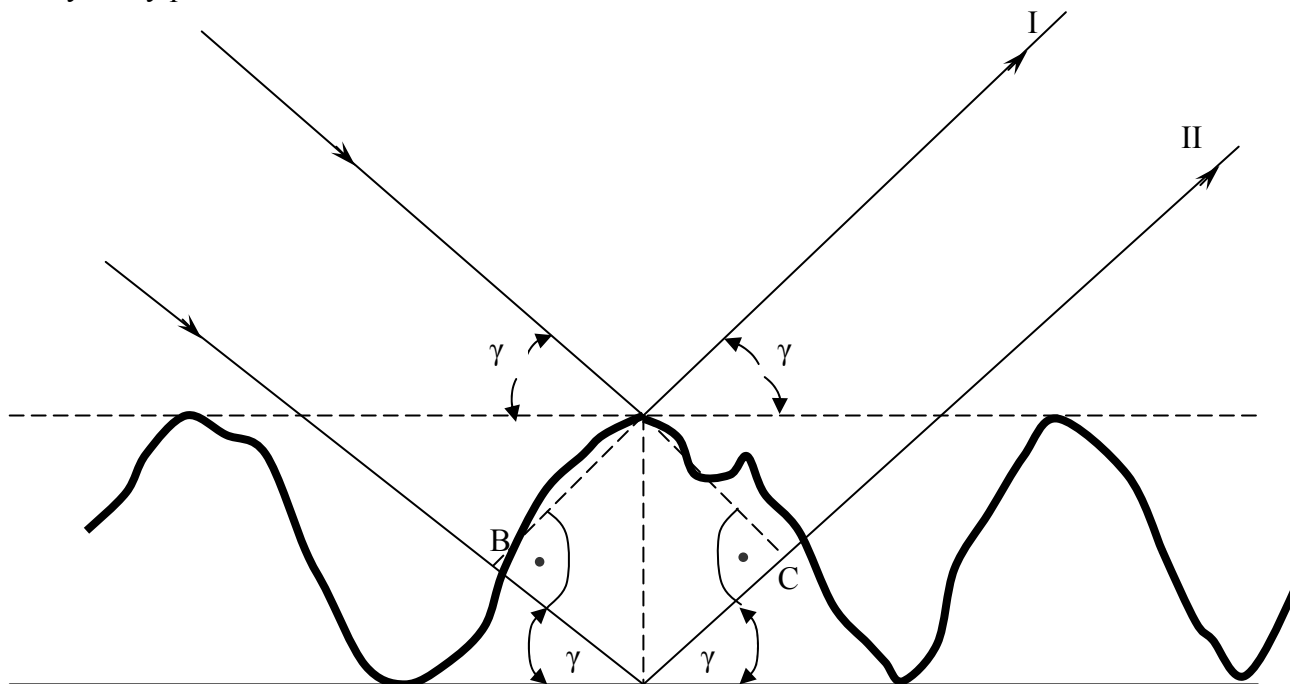
Výpočet elektromagnetického poľa v difrakčnej oblasti je značne komplikovaný. Klasické riešenie tejto úlohy spočíva v riešení Maxwellových rovníc pre Zem a okolitý priestor s príslušnými okrajovými podmienkami a vedie na veľmi pomaly konvergujúci rad vytvorený z Legendreových, Hankelových a Besslových funkcií. Na základe tohoto riešenia boli zhotovené krivky uľahčujúce technické výpočty, tzv. krivky šírenia CCIR (obr.7.16) pre antény umiestnené na zemskom povrchu. Tieto krivky sú vzťahované na veľkosť netlmeného poľa ( $v \mu V / m$ )

$$E_0 = \frac{3 \cdot 10^5}{r} \tag{7.85}$$

kde  $r$  je vzdialenosť (v km) medzi bodom vysielania a bodom príjmu. Táto veľkosť zodpovedá intenzite elektrického poľa krátkej zvislej antény umiestnenej na ideálne vodivom zemskom povrchu vyžarujúcej výkon 1kW.

## 2.6. Vplyv nerovnosti zemského povrchu na šírenie prízemných elektromagnetických vln

Nerovnosti zemského povrchu majú na šírenie elektromagnetických vln vplyv, ktorý podstatným spôsobom závisí od pomeru vlnovej dĺžky a rozmerov nerovností. Tak napr. hornatá krajina s nerovnosťami veľkými rádovo  $10^2$  m predstavuje pre veľmi dlhé vlny hladký zemský povrch, rovinná lúka s 10cm vysokou trávou predstavuje pre centimetrové vlny drsný povrch.



Obr. 7.17. Odraz rovinatej elektromagnetickej vlny od drsného povrchu

Pre kvantitatívne ohodnotenie nerovností (drsností) zemského povrchu sa používa Rayleighovo kritérium známe z optiky. Uvažujme, že na drsný zemský povrch dopadá pod uhlom  $\gamma$  rovinná elektromagnetická vlna. Zaujímá nás, pri akej výške nerovností  $h$  začína zanikať zrkadlový odraz a vzniká rozptyl. Predpokladajme pre jednoduchosť, že všetky nerovnosti majú rovnakú výšku (obr. 7.17). Pri vzniku odrazenej elektromagnetickej vlny musíme uvažovať dve roviny – dolnú hranicu nerovností a hornú hranicu nerovností. Dráhový rozdiel medzi vlnou odrazenou od dolnej hranice (II) a od hornej hranice (I) je

$$BAC = 2h \sin \gamma \quad (7.86)$$

dôsledkom čoho je fázový rozdiel medzi vlnou I a II

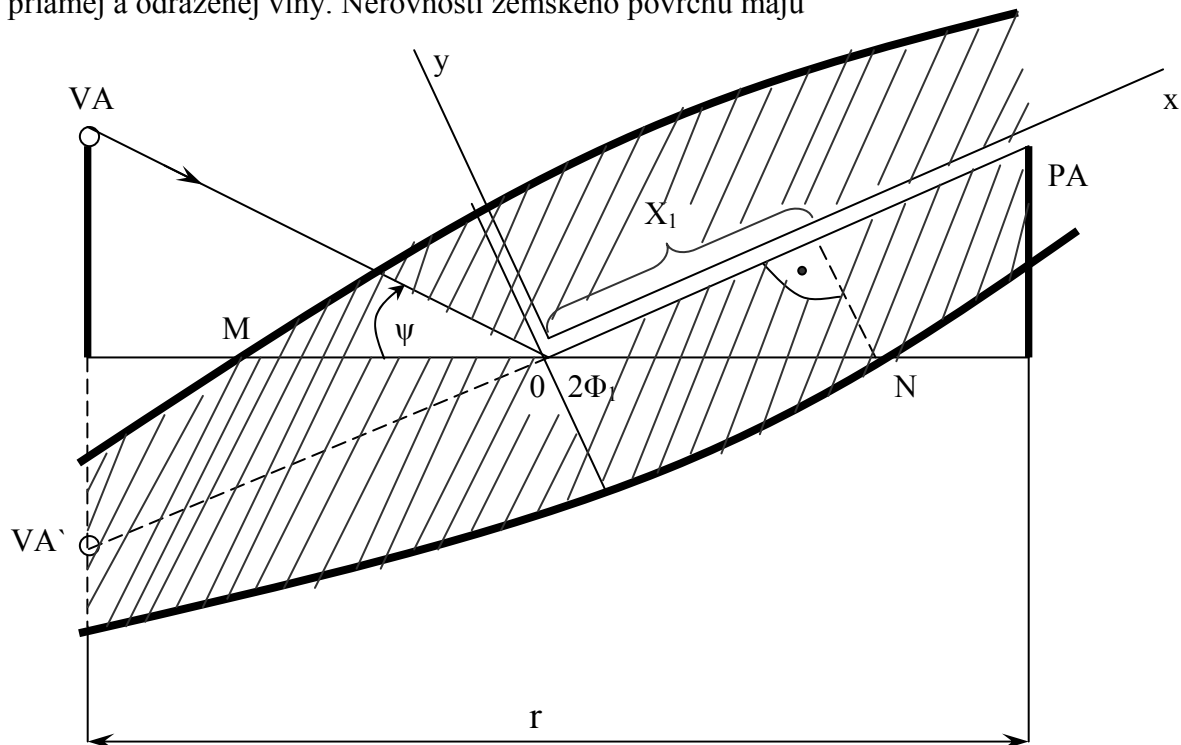
$$\Delta\varphi = \frac{4\pi h}{\lambda} \sin \gamma \quad (7.87)$$

V praxi sa najčastejšie používa konvencia, že ak fázový rozdiel  $\Delta\varphi$  je väčší ako  $\pi/2$ , vzniká tzv. difúzny odraz vlny, v opačnom prípade nastáva zrkadlový odraz vlny. Z toho vyplýva, že maximálna výška nerovností, pri ktorej odrážajúci povrch môžeme ešte považovať za hladký, závisí od vlnovej dĺžky a uhla dopadu podľa vzťahu

$$h \ll \frac{\lambda}{8 \sin \gamma} \quad (7.88)$$

Nerovnosti(7.88) sa nazývajú Rayleighovým kritériom a predstavuje približný odhad pre určenie vplyvu nerovností zemského povrchu na šírenie prízemných elektromagnetických vln. Toto kritérium nezhrňuje vplyv polarizácie na odraz.

V interferenčnej oblasti intenzita elektrického poľa v mieste príjmu je súčtom intenzity priamej a odrazenej vlny. Nerovnosti zemského povrchu majú



Obr.7.18. Určenie oblasti zemského povrchu rozhodujúcej o charaktere odrazenej vlny

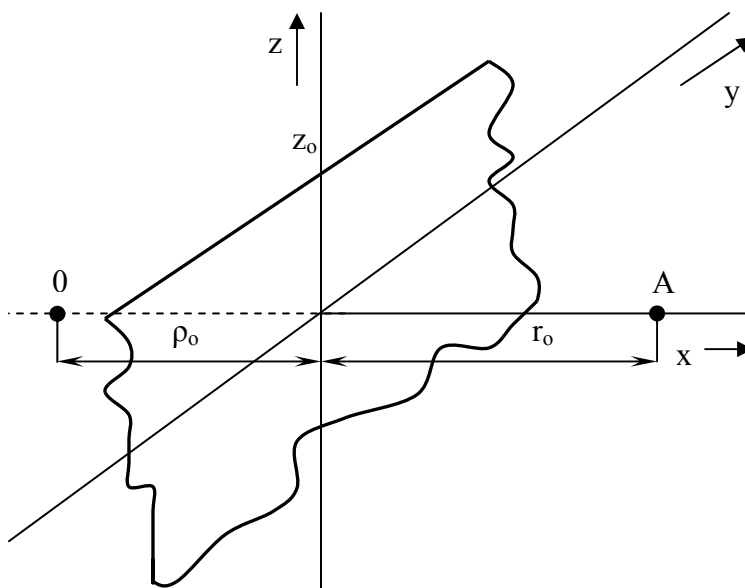
vplyv na veľkosť koeficienta odrazu a tým i na intenzitu poľa odrazenej vlny. Vznik difúzneho odrazu(rozptyl) je ekvivalentný zníženiu absolútnej hodnoty koeficienta odrazu. Pre určenie konkrétnej časti zemského povrchu, ktorá má vplyv na vlastnosti odrazenej vlny, potrebné zostrojiť prvú priestorovú Fresnelovú zónu medzi zrkadlovým obrazom vysielačnej antény(VA) a prijímacou anténou(PA)(obr.7.18). Prienik tejto Fresnelovej zóny s rovinou odrazu určuje oblasť zemského povrchu, ktorá má podstatný vplyv na odraz (oblasť medzi bodmi M a N).

V súčasnosti ešte nie sú vypracované všeobecne použiteľné postupy na určenie koeficientov odrazu od drsného zemského povrchu. Merania ukazujú, že elektromagnetické vlny s vlnovou dĺžkou  $\lambda < 1m$  pri uhloch  $\gamma > 2 \div 3^\circ$  sa odrážajú od zemského povrchu zásadne difúznym spôsobom.

## 2.7. Vplyv prekážok na šírenie prízemných elektromagnetických vln

Vplyv prekážok na šírenie elektromagnetických vln môžeme približne analyzovať pomocou jednoduchého modelu - difrakcie na okraji nekonečnej vodivej polroviny (obr. 7.19)

Vypočítame elektromagnetické pole v bode A vytvorené zdrojom umiestneným v bode 0. Použijeme vzťah (7.18), pričom budeme predpokladať, že elektromagnetické pole na vodivej polrovine je nulové a na zostávajúcej časti roviny, v ktorej leží táto vodivá polrovina, je rovnaké ako vo voľnom priestore. Ako už vieme, rozhodujúci príspevok k poľu v bode pozorovania majú elementárne sekundárne zdroje v oblasti niekoľkých prvých Fresnelových zón. Zavedením kartézskej súradnicovej sústavy tak, že vodivá polrovina  $S_0$  (prekážka) leží v rovine  $x, y$  a os  $x$  je totožná s priamkou  $0A$ , môžeme pre  $S_0$  písať vzťah



Obr. 7.19. Difrakcia vln na okraji vodivej polroviny

$$\zeta + r = \zeta_0 \sqrt{1 + \frac{y^2 + z^2}{\zeta_0^2}} + r_0 \sqrt{1 + \frac{y^2 + z^2}{r_0^2}} \approx \zeta_0 + r_0 + \frac{y^2 + z^2}{2} \left( \frac{1}{\zeta_0} + \frac{1}{r_0} \right) \quad (7.89)$$

Využitím vzťahu (7.89) a nahradením pomaly sa meniacich funkcií ich funkčnými hodnotami v bode stacionárnej fázy v integrále vo vzťahu (7.18) dostaneme

$$\vec{E}(A) = \frac{j}{\lambda} \vec{E}_0 \frac{e^{-jk(\zeta_0 + r_0)}}{\zeta_0 + r_0} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{z_0}^{\infty} e^{-j\frac{k}{2} \left( \frac{1}{\zeta_0} + \frac{1}{r_0} \right) (x^2 + y^2)} dy dz \quad (7.90)$$

Zavedením substitúcie

$$u = z \sqrt{\frac{2}{\lambda} \left( \frac{1}{\zeta_0} + \frac{1}{r_0} \right)} \quad (7.91)$$

$$v = y \sqrt{\frac{2}{\lambda} \left( \frac{1}{\zeta_0} + \frac{1}{r_0} \right)} \quad (7.92)$$

môžeme vzťah (7.90) prepísať do tvaru



$$\vec{E}(A) = \frac{j}{\lambda} \vec{E}_0 \frac{e^{-jk(\zeta_0+r_0)}}{\zeta_0+r_0} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j\frac{\pi}{2}v^2} dv \int_{u_0}^{\infty} e^{-j\frac{\pi}{2}u^2} du \quad (7.93)$$

kde

$$u_0 = z_0 \sqrt{\frac{2}{\lambda} \left( \frac{1}{\zeta_0} + \frac{1}{r_0} \right)} \quad (7.94)$$

Prvý integrál vo vzťahu(7.93) je

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-j\frac{\pi}{2}v^2} dv = \sqrt{\frac{2}{j}} \quad (7.95)$$

Keby vodivá polrovina neexistovala, tzv.  $u_0 = -\infty$ , druhý integrál by mal tiež hodnotu  $-\sqrt{2/j}$  a pre pole v bode A by platil vzťah

$$\vec{E}(A) = \vec{E}_0 \frac{e^{-jk(\zeta_0+r_0)}}{\zeta_0+r_0} \quad (7.96)$$

To je vzťah pre elektrické pole vo voľnom priestore. Druhý integrál vo vzťahu (7.93) teda charakterizuje vplyv vodivej polroviny na pole v bode pozorovania A. Zavedením pojmu činiteľa tlmenia  $W(u_0)$  môžeme elektrické pole v bode A vyjadriť vzťahom

$$\vec{E}(A) = \vec{E}_0 \frac{e^{-jk(\zeta_0+r_0)}}{\zeta_0+r_0} W(u_0) \quad (7.97)$$

kde

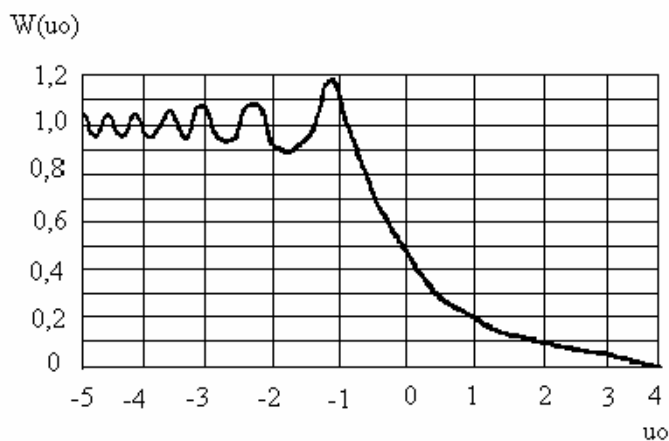
$$W(u_0) = \sqrt{\frac{2}{j}} \int_{u_0}^{\infty} e^{-j\frac{\pi}{2}u^2} du \quad (7.98)$$

Integrál vo vzťahu (7.98) môžeme vyjadriť pomocou Fresnelových integrálov  $C(u_0)$  a  $S(u_0)$

$$W(u_0) = \sqrt{\frac{2}{j}} \left\{ \left[ \frac{1}{2} - C(u_0) \right] - j \left[ \frac{1}{2} - S(u_0) \right] \right\} \quad (7.99)$$

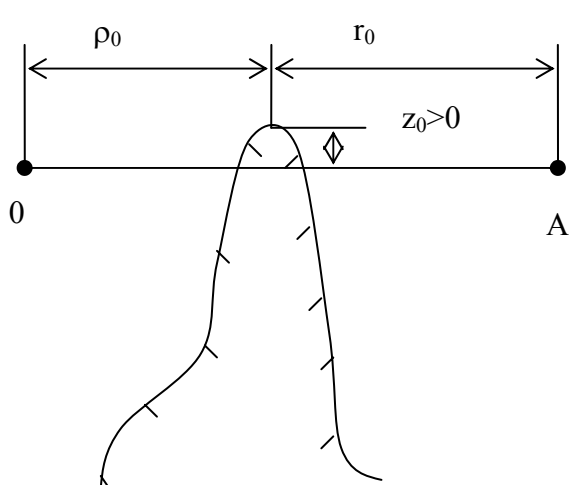
$$C(u_0) = \int_0^{u_0} \cos\left(\frac{\pi}{2}u^2\right) du \quad (7.100)$$

$$S(u_0) = \int_0^{u_0} \sin\left(\frac{\pi}{2}u^2\right) du \quad (7.101)$$

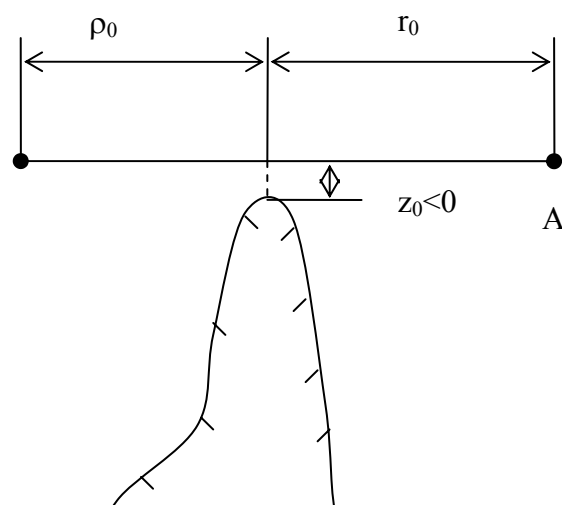


Obr. 7.20. Závislosť modulu koeficientu tlmenia od výšky prekážky pre pole za prekážkou

Závislosť činiteľa tlmenia od  $u_0$  je na obr.7.20. Vidíme, že existujú body  $u_0$ , t.j. miesta v priestore za prekážkou, v ktorých je intenzita elektrického poľa väčšia ako vo voľnom priestore, t.j. dochádza k zosilneniu príjmu v porovnaní s prípadom, keď neexistuje. Kladné hodnoty  $z_0$  (resp.  $u_0$ ) sú v prípade, že prekážka pretína spojnicu zdrojového bodu a bodu pozorovania (obr.7.21a), záporné hodnoty sú v prípade, že existuje priama viditeľnosť medzi týmito bodmi (obr.7.21b).



a.)



b.)

obr. 7.21 Vplyv prekážok na šírenie elektromagnetických vln