

# 16

## Elektromagnetická vlna ve volném prostoru, odraz, lom. Rozptyl

Základní pojmy:

Vlnoplocha: plocha na níž je fáze konstantní. Podle tvaru vlnoplochy rozeznáváme vlnoplochu sférickou, cylindrickou a rovinnou.

Rovinná elektromagnetická vlna: se dále dělí na uniformní (na vlnoploše je konstantní fáze i amplituda, je vyzařovaná pouze zdrojem nekonečných rozměrů) opakem je neuniformní vlna.

Rovinná uniformní vlna je popsána vztahem

$$\nabla^2 E_i + k^2 E_i = 0, \text{ kde } \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$
$$k^2 = -j\omega\mu(j\omega\varepsilon + \sigma)$$

jedná se o homogenní Helmholtzova rovnice.

Za předpokladu, že se vlna šíří ve směru jedné z os souřadné soustavy, např.: ve směru osy z (vlnoplocha je kolmá na tuto osu  $E = E_x \vec{x}_0$ ) při uniformní vlně jsou  $\frac{\partial E_x}{\partial x} = 0$ ,  $\frac{\partial E_x}{\partial y} = 0$  tímto se redukuje Helmholtzova rovnice na jednorozměrnou diferenciální rovnici druhého řádu, která má řešení  $E_{(z)} = E_0^+ e^{-jkz} + E_0^- e^{jkz}$

, kde  $E_0^+ = E_{0m}^+ e^{j\varphi^+}$  – směr v kladném směru osy z

$E_0^- = E_{0m}^- e^{j\varphi^-}$  – směr v záporném směru osy z

jsou to komplexní konstanty, které určíme z hraničních podmínek

### Fázová rychlost:

Derivujeme výraz pro konstantní fázi  $(\omega t - \beta z + \varphi_0) = \text{konst}$

$\Rightarrow v_f = \frac{\omega}{\beta} = \frac{\omega}{\text{Re}\{k\}}$  [m/s] rychlost s níž se pohybuje vlnoplocha ve směru osy z

### Délky vlny:

Definujeme ji jako vzdálenost mezi dvěma nejbližšími vlnoplochami, jejichž fáze se liší o  $2\pi$

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta} = \frac{2\pi}{\omega/v_f} = \frac{v_f}{f}$$

### Ekvivalentní hloubka vnikání:

Je to vzdálenost, kterou musí vlna urazit, aby její amplituda klesla na  $e^{-1}$  násobek původní hodnoty.

$$e^{-\alpha\delta} = e^{-1}$$

$$\delta = \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{|\text{Im}\{k\}|}$$

### Geometrie rovinné vlny:

Vektor intenzity magnetického pole je kolmý na vektor intenzity elektrického pole a také na směr šíření.

Konstanta šíření  $k = \beta - j\alpha$  je obecně komplexní. V bezztrátovém prostředí ( $\alpha=0$ ) je  $k$  reálna.

$\vec{H}$  a  $\vec{E}$  jsou ve fázi.

### Vlnová impedance:

$$Z = \frac{\omega\mu}{k} = \frac{\omega\mu}{\sqrt{-j\omega\mu(j\omega\varepsilon + \sigma)}} = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{j\omega\varepsilon + \sigma}}$$

Mezi intenzitami magnetického a elektrického pole platí v tomto případě vztah  $E_x = -ZH_y$

### Energie nesená rovinou elektromagnetickou vlnou:

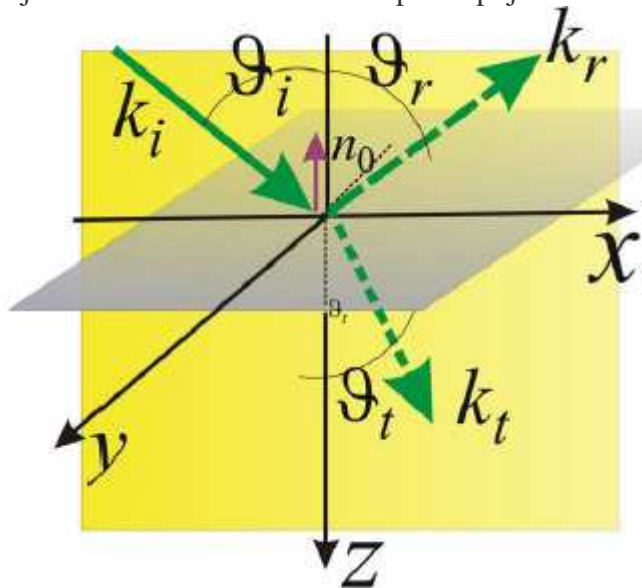
Střední hodnota Poytingova vektoru ve vlně, která se šíří ve směru osy z je podle vztahu

$$S_{stř} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \{ E \times H^* \} = \frac{1}{2} E_m H_m \cos \varphi_{z_0} = \frac{1}{2} \frac{E_m^2}{|Z|} \cos \varphi_{z_0}$$

### Vlna na rozhraní:

#### Odraz a lom na rovinných vlnách

i – dopadající vlna r – odražená vlna t – prostupující vlna



X-Z Rovina dopadu, v této rovině leží vektor k a normála k rozhraní  $n_0$

X-Y Rovina rozhraní odděluje prostředí s různými parametry: úhel dopadu  $\vartheta_i$ , úhel odrazu  $\vartheta_r$ , úhel prostupu  $\vartheta_t$

Aby mohli být splněny podmínky na rozhraní pro tečné složky vektorů E a H a to ve všech bodech rozhraní. Je nutné, aby se fáze všech tří vln v tomto směru měnily se stejnou rychlostí, což je splněno pro:

$$k_{ix} = k_{rx} = k_{tx} = k_x \Rightarrow k_1 \sin \vartheta_i = k_1 \sin \vartheta_r = k_2 \sin \vartheta_t$$

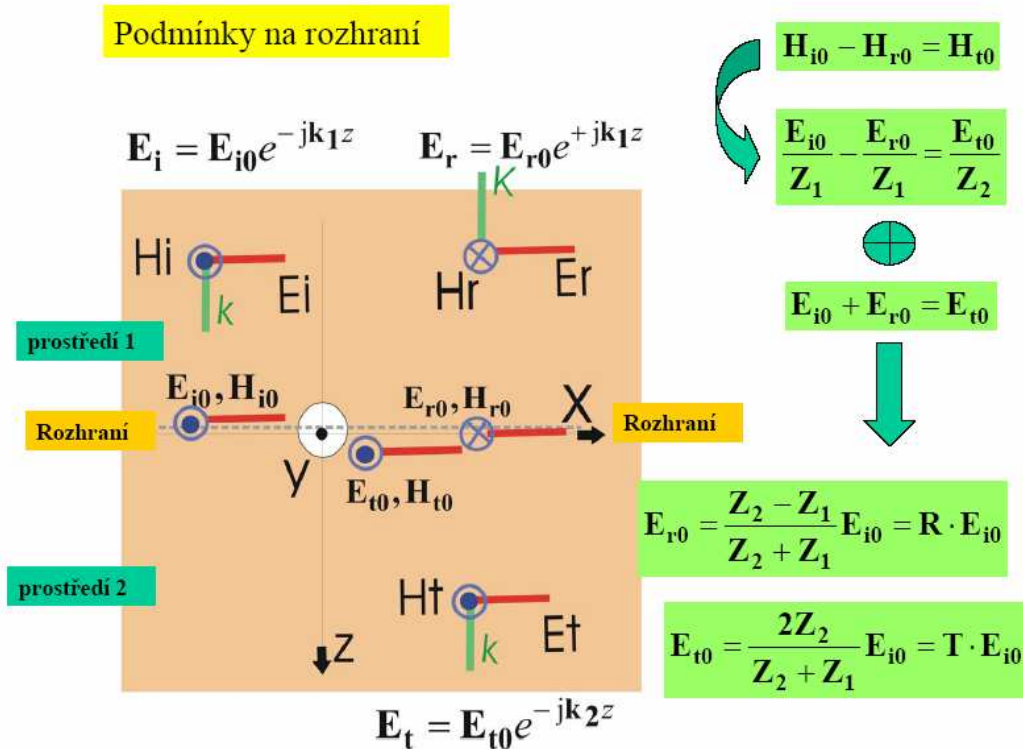
$$\text{Pozn: } \begin{array}{ll} E_{2t} - E_{1t} = 0 & D_{2n} - D_{1n} = \rho \\ H_{2t} - H_{1t} = 0 & B_{2n} - B_{1n} = 0 \end{array}$$

#### Smellův zákony:

Úhel odrazu se rovná úhlu dopadu – zákon odrazu  $\vartheta_r = \vartheta_i$

$$\text{zákon lomu } \begin{array}{l} n_1 \sin \vartheta_i = n_2 \sin \vartheta_t \\ k_1 \sin \vartheta_i = k_2 \sin \vartheta_t \end{array}$$

### Kolmý dopad vlny na rovinné rozhraní:



Vztahy mezi komplexními amplitudami dopadajících, odražených a pronikajících vln jsou v praxi velmi důležité proto se zavádějí následující veličiny.

**Činitel odrazu:**  $R = \frac{E_{r0}}{E_{i0}} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1}$

**Činitel prostupu:**  $T = \frac{E_{t0}}{E_{i0}} = \frac{2Z_2}{Z_2 + Z_1}$  Těto vztahy jsou odvozené pro orientace vln které jsou uvedené

na obrázku. Vyjde-li činitel odrazu záporný  $Z_2 < Z_1$ , je skutečná orientace odražené vlny opačná. (Koefficient odrazu může být i kladný i záporný, když to koefficient prostupu je vždy kladný!!!!) Vzájemný vztah mezi těmito koeficienty je  $1 + R = T$

**Poměr stojatých vln:**  $PSV = \rho = \frac{E_{\max}}{E_{\min}} = \frac{1 + |R|}{1 - |R|}$

Některé zvláštní případy:

Dopad na vodivé rozhraní:

tečné složky intenzity el. Pole na rozhraní se musí rovnat. Ve vodiči je intenzita nulová a proto  $E_{1(z=0)} = (E_{i0} + E_{r0}) \cdot x_0 = 0 \Rightarrow E_{i0} = -E_{r0}$  Na rozhraní má superponovaná vlna (dopadající

+odražená) uzel intenzity el.pole(nulovou hodnotu)

Intenzita magnetického pole má na rozhraní dvojnásobní amplitudu.

$Z_2 = 0$ .

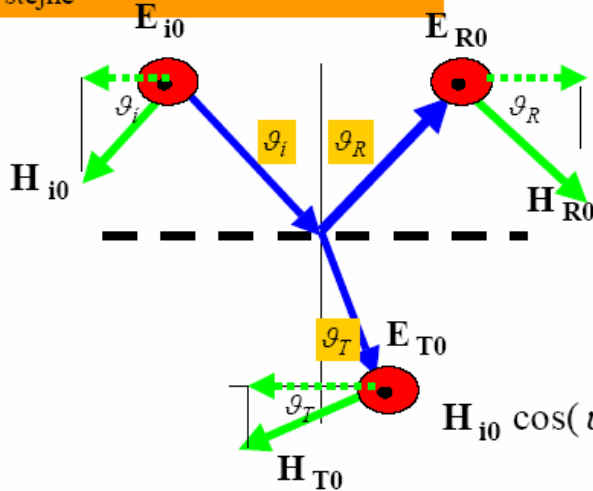
## Odraz a lom rovinné vlny na rozhraní mezi dvěma dielektriky při obecném úhlu dopadu

Kolmá polarizace – vektor intenzity el.pole je kolmí na rovinu dopadu, To znamená, že je pro  $Z = 0$  tečný k rovině rozhraní

## Kolmá polarizace – podmínky na rozhraní

Tečné složky intenzity elektrického i magnetického pole po obou stranách rozhraní musí být stejné

Intenzita elektrického pole je k rozhraní tečná



$$\mathbf{E}_{i0} + \mathbf{E}_{R0} = \mathbf{E}_{T0}$$

Je nutné porovnávat tečné složky intenzity magnetického pole na rozhraní

$$\mathbf{H}_{i0} \cos(\nu_i) - \mathbf{H}_{R0} \cos(\nu_r) = \mathbf{H}_{T0} \cos(\nu_t)$$

$$\frac{\mathbf{E}_{i0}}{Z_1} \cos(\nu_i) - \frac{\mathbf{E}_{R0}}{Z_1} \cos(\nu_r) = \frac{\mathbf{E}_{T0}}{Z_2} \cos(\nu_t)$$

$$\frac{E_{i0}}{Z_1} \cos(\nu_i) - \frac{E_{r0}}{Z_1} \cos(\nu_r) = \frac{E_{t0}}{Z_2} \cos(\nu_t)$$

$$E_{i0} + E_{r0} = E_{t0}, \quad \nu_r = \nu_i$$

$$E_{r0} = R_k E_{i0}, \quad E_{t0} = T_k E_{i0}$$

↓

$$R_k = \frac{Z_2 \cos(\nu_i) - Z_1 \cos(\nu_t)}{Z_2 \cos(\nu_i) + Z_1 \cos(\nu_t)}$$

$$T_k = \frac{2Z_2 \cos(\nu_i)}{Z_2 \cos(\nu_i) + Z_1 \cos(\nu_t)}$$

Rovnoběžná polarizace: Vektor intenzity el.pole je rovnoběžný s rovinou dopadu, Pro  $z=0$  je vektor intenzity magn. pole všech tří vln tečný k rozhraní.

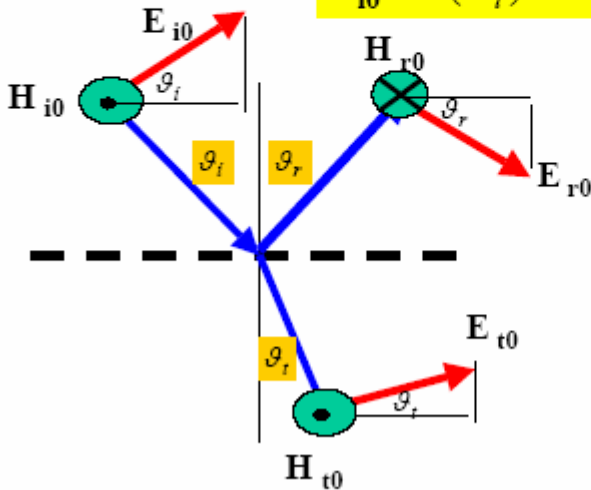
## Rovnoběžná polarizace – podmínky na rozhraní

Tečné složky intenzity elektrického i magnetického pole po obou stranách rozhraní musí být stejné

Je nutné porovnávat tečné složky intenzity elektrického pole na rozhraní



$$E_{i0} \cos(\vartheta_i) + E_{R0} \cos(\vartheta_R) = E_{T0} \cos(\vartheta_T)$$



Intenzita magnetického pole je k rozhraní tečná

$$H_{i0} - H_{R0} = H_{T0}$$



$$\frac{E_{i0}}{Z_1} - \frac{E_{R0}}{Z_1} = \frac{E_{T0}}{Z_2}$$

$$E_{i0} \cos(\vartheta_i) - E_{r0} \cos(\vartheta_r) = E_{t0} \cos(\vartheta_t)$$

$$\frac{E_{i0}}{Z_1} - \frac{E_{r0}}{Z_1} = \frac{E_{t0}}{Z_2}, \quad \vartheta_r = \vartheta_i$$

$$E_{r0} = R_{rov.bez} E_{i0}, \quad E_{t0} = T_{rov.bez} E_{i0}$$



$$R_{rov.bez} = \frac{Z_2 \cos(\vartheta_t) - Z_1 \cos(\vartheta_i)}{Z_2 \cos(\vartheta_t) + Z_1 \cos(\vartheta_i)}$$

$$T_{rov.bez} = \frac{2Z_2 \cos(\vartheta_i)}{Z_2 \cos(\vartheta_t) + Z_1 \cos(\vartheta_i)}$$

### Brewsterův polarizační úhel- kolmá polarizace dopadající vlny

Je takový úhel při kterém je činitel odrazu roven nule. Tj. pro případ  $Z_2 \cos(\vartheta_t) = Z_1 \cos(\vartheta_i)$

Dosadíme-li za  $\cos(\vartheta_t)$  ze Snellových zákonů lomu, je

$$Z_2 \cos(\vartheta_t) = Z_1 \sqrt{1 - \frac{k_1^2}{k_2^2} \sin^2(\vartheta_i)} \quad \text{Tato rovnice má řešení pouze pro nevodivá prostředí a}$$

$$\text{pro } \mu_1 \neq \mu_2 \text{ a } \varepsilon_1 = \varepsilon_2 \text{ po úpravě } \sin^2(\vartheta_i) = \frac{1 - \frac{\mu_1 \varepsilon_2}{\mu_2 \varepsilon_1}}{1 - \frac{\mu_1^2}{\mu_2^2}} \Rightarrow \sin(\vartheta_{iBR}) = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\mu_1}{\mu_2}}}$$

### -rovnoběžná polarizace dopadající vlny

Je takový úhel při kterém je činitel odrazu roven nule. Tj. pro případ  $Z_2 \cos(\vartheta_t) = Z_1 \cos(\vartheta_i)$

Dosadíme-li za  $\cos(\vartheta_i)$  ze Snellova zákona lomu, je

$$\sin(\vartheta_{iBR}) = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}}}$$

### Totální (úplný) odraz na rozhraní mezi dvěma dielektriky

Ze Snellova zákona vyplývá, že pokud prochází vlna z opticky hezčího do opticky řidšího prostředí láme se od kolmice  $n_2 < n_1$  resp.  $\varepsilon_2 < \varepsilon_1$  v krajním případě může dojít až k uhlu  $\vartheta_i = \frac{\pi}{2}$ . Úhel dopadu

při kterém se uhel prostupu  $\vartheta_t = \frac{\pi}{2}$  se nazývá kritický úhel a vypočítá se

$$\sin(\vartheta_c) = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}} = \frac{n_2}{n_1} \Rightarrow \vartheta_c = \arcsin \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}} = \arcsin \frac{n_2}{n_1}$$

Když vlna dopadá na rozhraní pod větším úhlem než je kritický vzniká ve druhém rozhraní evanescentní (povrchová, pomalá) vlna, která má rovinu konstantní amplitudy rovnoběžnou s rozhraním a rovinu konstantní fáze kolmou k rozhraní

$$E_{(r)} = E_0 e^{-j(k_x x + k_z z)} = E_0 e^{-jk_2(\sin(\vartheta_i)x + \cos(\vartheta_i)z)} \quad \text{kde výraz } \sin(\vartheta_i) \text{ je reálný kdež to}$$

výraz  $\cos(\vartheta_i) = \sqrt{1 - \sin^2(\vartheta_i)}$  je ryze imaginární

$$\cos(\vartheta_i) = \pm j \sqrt{\sin^2(\vartheta_i) - 1} = \pm j \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \sin^2(\vartheta_i) - 1} = \pm jq$$

$$\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}} \sin(\vartheta_i) = p$$

$$E_{(r)} = E_0 e^{-jk_2(\pm jqz + pz)} = E_0 e^{-k_2 qz} e^{-jk_2 pz}$$

Z tohoto vztahu je již vidět, že amplituda vlny klesá podle exponenciály  $e^{-k_2 qz}$  a šíří se s rychlostí

$$v_{fx} = \frac{\omega}{k_2 p} = \frac{1}{\sqrt{\mu \varepsilon_2} p} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_1} \sin(\vartheta_i)}$$

## Šíření vln v jednotlivých vrstvách atmosféry

Jednotlivé části ve kterých se šíří vlny rozdělíme na:

1. Šíření přízemních vln
2. Šíření elektromagnetických vln v troposféře
3. Šíření elektromagnetických vln v ionosféře

### Šíření přízemních vln Přízemní vlny nad rovinnou Zemí

Přízemní vlny se šíří podél rozhraní Země – vzduch. Vzhledem k difrakci (ohybu) taková vlna sleduje pozvolné terénní nerovnosti a zakřivení zemského povrchu.

Pro vybuzení povrchové vlny se musí vysílací anténa umístit v malé elektrické výšce nad zemí. V praxi se především jedná o vertikálně polarizovanou vlnu buzenou anténou ve výšce  $0,5\lambda$ . V tomto případě můžeme předpokládat, že Země je velmi dobře vodivá (tuto podmínku splňují zejména střední a dlouhé vlny) a fázový rozdíl odražené a přímé vlny je vůči vlnové délce zanedbatelný. Dále musíme uvažovat zrcadlení se anténního zářiče s výkonem  $P$ , a pak efektivní hodnota intenzity elektrického pole je dána

vztahem:  $E_{ef} = \frac{\sqrt{30 \cdot P_1 G}}{r} \cdot \sqrt{2W}$ , kde  $W$  je činitel tlumení závislý na parametrech půdy ( $\sigma, \epsilon$ ), na

vlnové délce a vzdálenosti. Pro dokonale vodivou půdu je roven 1.

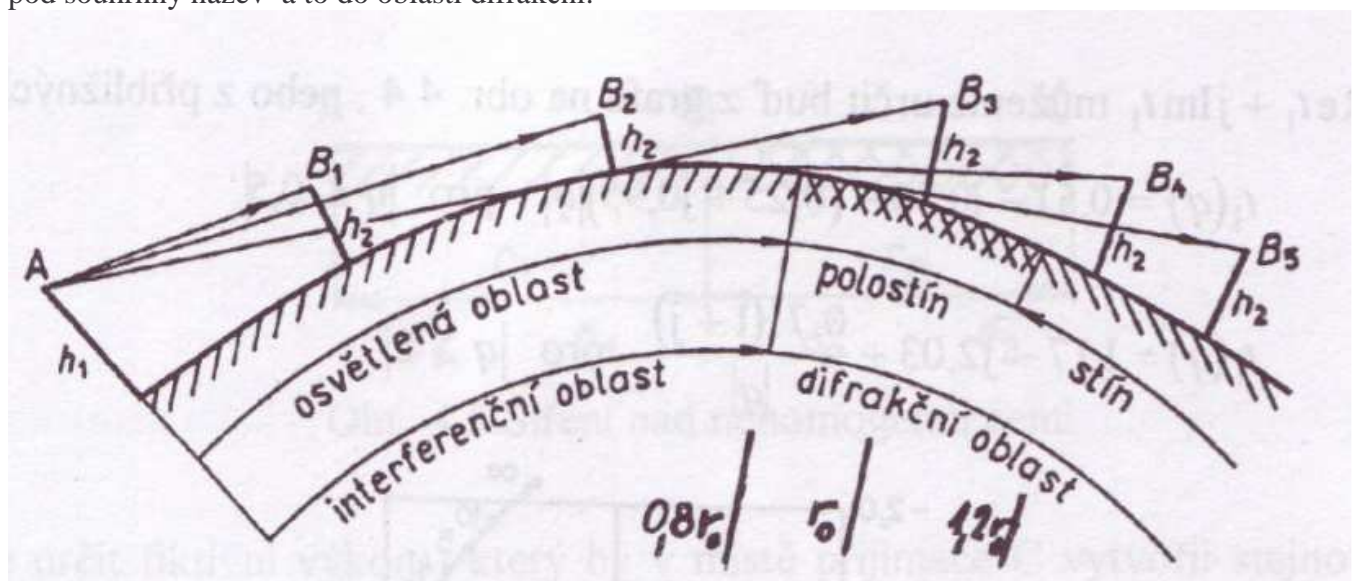
Těto vztahy platí jen pro vertikální polarizaci a pro horizontální je třeba použít jiné vztahy.

Pokud uvažujeme za dokonalý vodič tak při horizontální polarizaci by měla být intenzita na povrchu Země v místě příjmu nulová. Polovodivý povrch Země způsobuje tlumení horizontální polarizované vlny.

Rovinnou zemi můžeme uvažovat zhruba do vzdálenosti 400 km, v pásmu ráfkách vln do 100 km a pásmu velmi krátkých vln do 10 km. Pro frekvenční závislost útlumu povrchové vlny se tento mechanismus přenosu signálu používá do frekvencí řádu jednotek MHz.

### Šíření přízemní vlny nad kulovým povrchem Země

Dlouhé a střední vlny vzhledem k jejich vysílačům který mají značný výkon a malý útlum se mohou vysílat na značné vzdálenosti. Při tomto šíření vlny musíme už počítat s kulovým zakřivením země. Vzhledem k této skutečnosti se vysílání rozděluje do třech oblastí to do osvětlené oblasti (interferenční oblast), do oblastí stínu a do mezi oblastí která se nazývá oblastí polostínu. Oblast polostínu a stínu patří pod souhrnný název a to do oblasti difrakční.



V oblasti ozáření se jedná o skládání intenzity pole vlny přímé a odražené vlny (difrakce). Toto již nejde použít v oblasti stínu a polostínu, kde se jedná o šíření ohybem. V této oblasti se intenzita elektrického pole zmenšuje se vzdáleností mnohem rychleji, než je tomu v přímo v ozáření oblasti. Vztah pro určení intenzity elektrického pole od vertikálního dipólu umístěného na zemském povrchu při

respektování zakřivení Země má tvar:  $E_{ef} = E_{ef} = \frac{\sqrt{30 \cdot P_c D}}{r} \cdot V = \frac{\sqrt{30 \cdot P_1 G}}{r} \cdot V$ , kde  $V$  je činitel

tlumení v případě kulového zemského povrchu.

**Skládání přízemní vlny přímé s odraženou:** Ozářená oblast je uzavřena do 0,8 vzdálenosti přijme viditelnosti. Výšky antén však již částečně pod obzorem a proto je nutné spočítat jejich redukované výšky  $h'_1$  a  $h'_2$ . Dále je nutné určit polohu bodu odrazu. Pro velké vzdálenosti vychází elevační úhel  $\gamma$

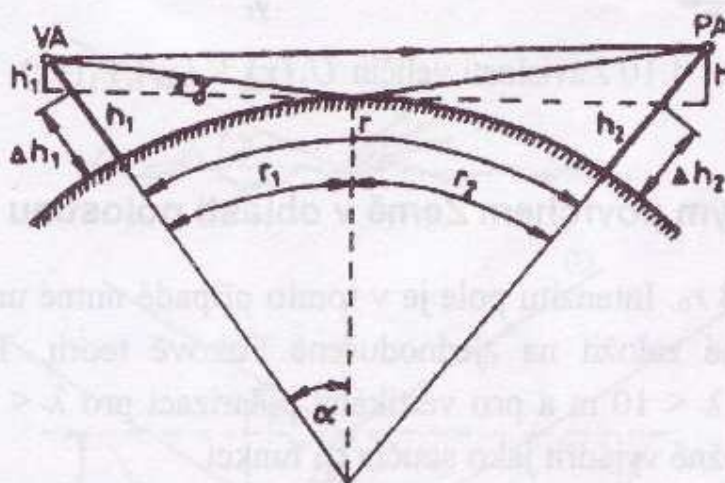
malý .

Pak redukované výšky antén jsou

$$h_1' = h_1 - \frac{r_1^2}{2R_z}$$

$$h_2' = h_2 - \frac{r_2^2}{2R_z}$$

kde  $R_z = 6378$  km.



Obr. 4.9 Šíření nad kulovým povrchem země

### Šíření nad kulovým povrchem Země v oblasti polostínu:

Pro tuto oblast  $r > 0.8r_0$ . Intenzitu pole je v tomto případě nutné určit na základě difrakce. Prakticky postup je možné založit na zjednodušené Fokově teorii.

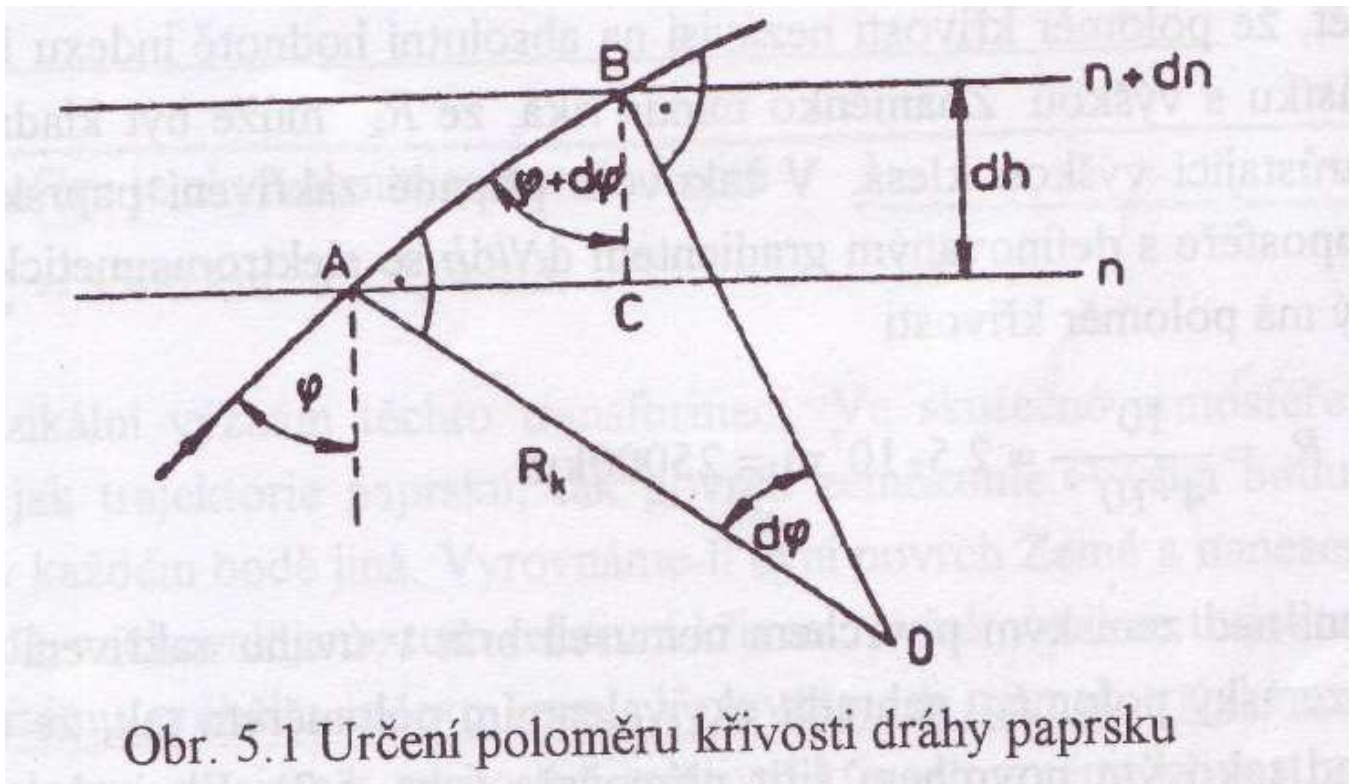
### Šíření elektromagnetických vln v troposféře

Troposféra je část atmosféry ve výšce (v našem pásmu 10-12km a v oblasti rovníku 16-18km) je to oblast kde se děje spousta meteorologických dějů a také se tu značně mění teplota. Pro účelu návrhů spojů je možné vyjít z definice standardní troposféry.

Index lomu troposféry  $n$  závisí na atmosférickém tlaku, teplotě a vlhkosti. Jeho hodnota se pohybuje nepatrně nad jednotkou a proto se zavádějí jednotky modifikované indexu lomu  $N$  citlivějším vztahem  $N = (n - 1) \cdot 10^6$ . Radiové vlny se tedy v troposféře vlivem proměnného indexu lomu šíří po obecně křivočarých trajektoriích po. Tzv. opticky nejkratších dráze (že se do daného místa dostane nejrychleji) Rychlost je dána poměrem  $\frac{c}{n}$ . Elektromagnetické vlny se pak budou zakřivovat podle Smelkova zákona. K výraznému odchýlení od přímky dochází zejména u paprsků šířících se pod malým



elevačním úhlem.

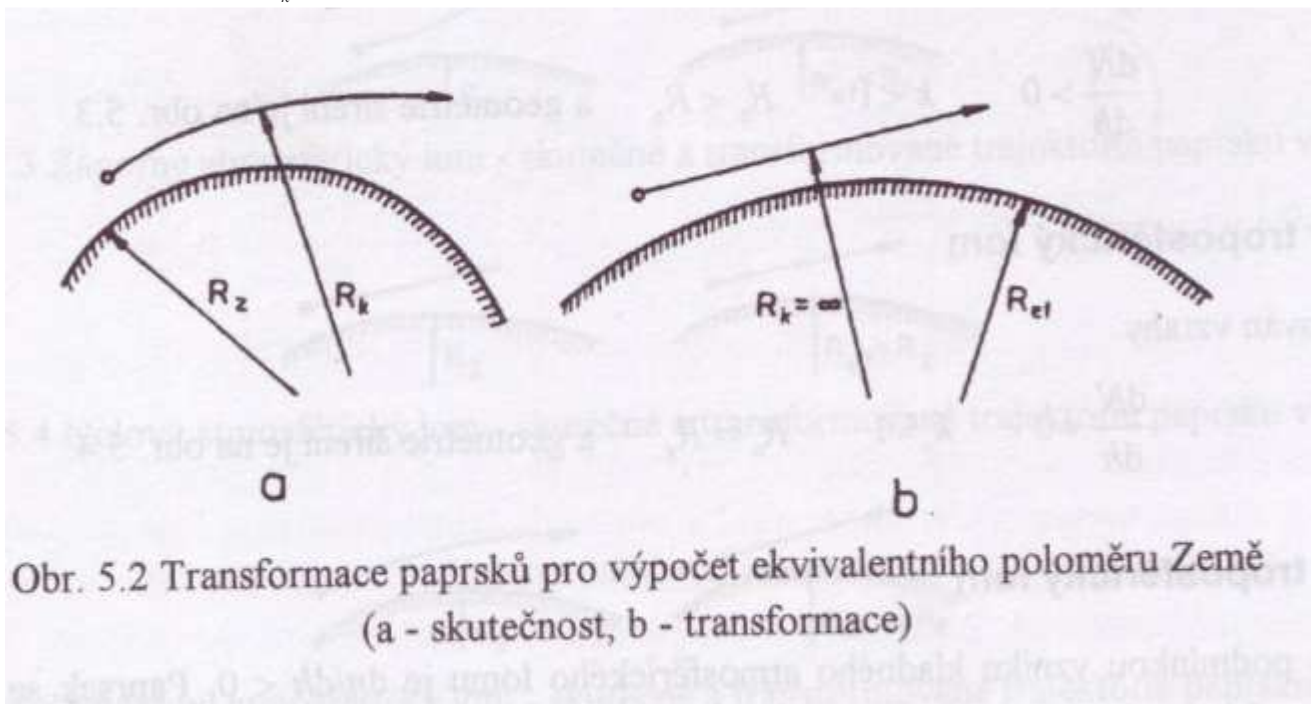


Hledaný poloměr křivosti je dán vztahem:  $R_k = \frac{1}{\frac{dn}{dh}} = \frac{10^6}{\frac{dN}{dh}}$  odtud je vidět, že poloměr křivosti

nezávisí na absolutní hodnotě indexu lomu, ale závisí na jeho přírůstku s výškou. Znaménko mínus říká, že  $R_k$  může být kladné jen pokud index lomu s narůstající výškou klesá.

Skutečný poloměr Země jde nahradit za ekvivalentní tak aby se el.mag. vlny nad ním šířily

přímochaře.  $R_e = \frac{R_z}{1 - \frac{R_z}{R_k}}$



## Druhy troposférického lomu:

### Záporný atmosférický lom:

$$\frac{dN}{dh} > 0 \quad , \text{ kde } \frac{R_e}{R_z} = k_{ef} < 1$$

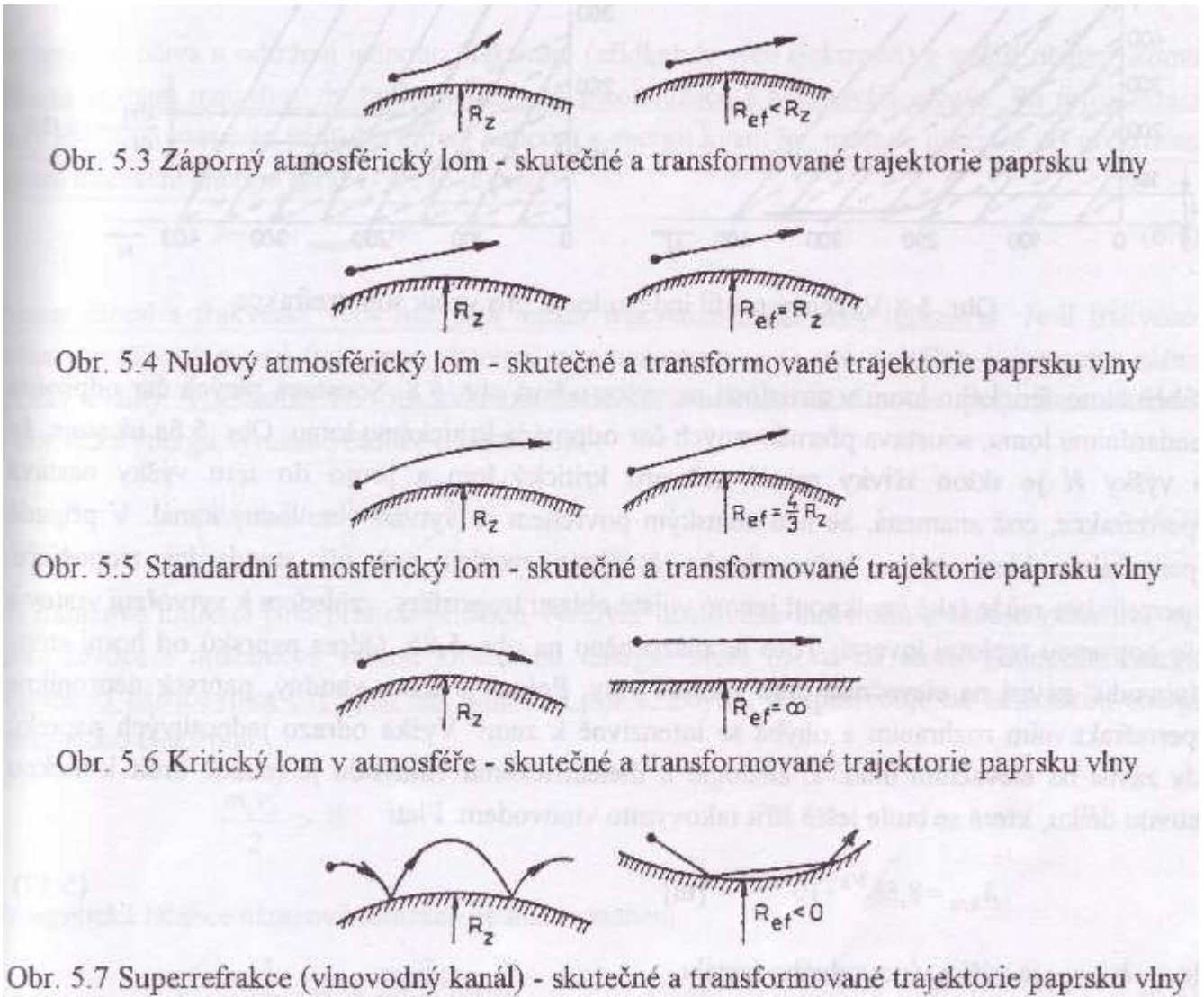
### Nulový atmosférický lom:

$$\frac{dN}{dh} = 0 \quad , \text{ kde } \frac{R_e}{R_z} = k_{ef} = 1$$

### Kladný atmosférický lom:

Paprsek se může zakřivovat pomaleji, stejně nebo rychleji než Země a podle toho rozlišujeme tyto typy kladného lomu.

— Standardní atmosférický lom  $\frac{dn}{dh} = -4 \cdot 10^{-8} \text{ m}^{-1}$  , pak  $\frac{R_e}{R_z} = k_{ef} \doteq \frac{3}{4}$



Kritický lom  $\frac{dn}{dh} = -1,57 \cdot 10^{-7} \text{ m}^{-1}$  , pak  $\frac{R_e}{R_z} = k_{ef} \doteq \infty$

— Vlnovodný kanál – když se index lomu s výškou zmenšuje rychleji než při kritickém lomu, vzniká totální odraz . Pod podmínkou této nerovnosti:

$$\frac{dn}{dh} < -1,57 \cdot 10^{-7} \text{ m}^{-1} \quad , \text{ pak } \frac{R_e}{R_z} = k_{ef} < 0$$

## Šíření elektromagnetických vln v ionosféře

Rozeznáváme dva druhy zdrojů ionizace. Jedna se nazývá foto ionizace a druhá nárazová ionizace. Při fotoionizaci musí být plyn vystaven účinkům záření paprsků s energií kvant  $h\nu$ . Tato energie musí být větší než mezní ionizační energie.  $h\nu = W + \frac{1}{2}mv^2$

Při nárazové ionizaci musí mít dopadající částice kinetickou energii větší než je ionizační práce.

Energetická bilance nárazové ionizace je dána vztahem:  $\frac{m_1v_1^2}{2} = W + \frac{m_2v_2^2}{2}$

**Ionizované vrstvy v atmosféře:** Směrem k zemskému povrchu ubývá intenzita ionizujícího záření, ale zároveň se zvětšuje hustota atmosféry. Z této úvahy plyne, že v atmosféře bude jistá oblast s maximem ionizace. Vlivem toho, že atmosféra je složena z různých plynů bude existovat několik dílčích maxim ionizace. Experimentálně byla zjištěna alespoň čtyři maxima, která se nazývají ionosferické vrstvy D, E, F<sub>1</sub> a F<sub>2</sub>. Vrstva E je oblastí stálého složení atmosféry v místě kde začíná disociace kyslíku. Vrstva F<sub>1</sub> vzniká ionizací atomárního dusíku a vrstva F<sub>2</sub> je dána ionizací atomárního kyslíku. Po západu slunce vymizí vrstvy D a F<sub>1</sub>. Vrstvy E a F<sub>2</sub> zmenšují svoji elektronovou koncentraci po zániků zdroje ionizace, nic méně jsou zachován po celou noc.

### **Odraz a lom elektromagnetických vln v ionosféře:**

Předpokládejme model ionosféry vytvořené z jednotlivých tenkých vrstev s konstantní koncentrací elektronů ve vrstvičce. Tato koncentrace po jednotlivých vrstevkách vzrůstá. Jednotlivé vrstvy mají tedy

index lomu daný rovnicí  $n_k = \sqrt{\varepsilon_r} = \sqrt{1 - 80,8 \cdot \frac{N}{f^2}}$

Na jednotlivých platí zákon lomu. Pokud má dojít k odrazu, je nutné, aby se našla taková vrstva k(před horní hranici ionosféry danou m-tou vrstvou) pro kterou bude úhel  $\varphi_k = \frac{\pi}{2}$ . Pak platí:

$n_k = \sin \varphi_d = \sqrt{1 - 80,8 \cdot \frac{N}{f^2}}$  odtud je možné vypočítat tak zvanou kritickou frekvenci pro vertikálně

směřovaný paprsek k ionosféře koncentraci elektronů Max, který se ještě od ionosféry odrazí(vlna o vyšších frekvencích už projde)

V tomto případě se šíří vlna vodorovně s rozhraním mezi vrstvičkami modelu ionosféry. Pokud je nad ní vrstva s ještě větší koncentrací ionizovaných částic, staticky se tato vlna ohýbá zpět k zemi(prostředí vykazuje imaginární konstantu šíření)pokud by již nad touto vrstvou elektronová vrstva klesala, paprsek se bude opět narovnávat a postupně se dostane na směr rovnoběžný s původně vyslaným paprskem.

V ionosféře dojde k jakémusi posuvu, který nazýváme skluzem paprsku na ionosféře.

### **Radiokomunikační přenosový řetězec:**

Jeho hraničními prvky jsou antény. Jako přechodová struktura zprostředkovává změnu charakteru šíření harmonické elektromagnetické vlny z šíření podél uměle vytvořeného vedení na šíření v obecném prostoru a naopak. Podle konkrétního směru přenosu energie dělíme antény na přijímací a vysílací.

Vlastnosti koncových prvků přenosového řetězce můžeme rozdělit do dvou skupin. Do první skupiny patří můžeme zařadit směrové(vyzařovací) charakteristiky, polarizační charakteristiky, směrovost, do druhé pak impedanční vlastnosti. Pochopitelně toto rozdělování je částečně umělé a přísluší spíše měřicím metodám.

## Bilance výkonů:

Friisova přenosová rovnice uvádí do souvislosti vysílaný výkon a přijatý.

$$P_P = \eta_P \cdot D_P(\vartheta_P, \varphi_P) \frac{\lambda^2}{4\pi} = \eta_V \cdot \eta_P \cdot \frac{\lambda^2 D_P(\vartheta_P, \varphi_P) D_V(\vartheta_V, \varphi_V) P_V}{(4\pi r)^2} \left| \rho_V \cdot \rho_P^* \right|^2$$

v log. jednotkách

$$P_P = P_V + G_V + G_P - L_{(d)} - A$$

$$L_{(d)} = 10 \log \left[ \left( \frac{4\pi}{\lambda} \right)^2 \right] + 10n \log [d]$$

$n$ .....koeficienty ( $n_1 = 2; n_2 = 3$ )

$A$ ...rezerva

$\eta$ .....celková účinnost (v-vysílací anteny, p-přijímací)

$D$ ...směrovost

$P_V$ ...výkon dodávaný anténě

$\left| \rho_V \cdot \rho_P^* \right|$ ...Polarizační ztráty dané vektory polarizace vysílané a přijímané vlny

Poměr mezi výkonem vysílaným a přijatým udává ztráty volným prostorem.

$$L_{FSL} = L_0 = \left( \frac{4\pi r}{\lambda} \right)^2$$

## Pevný a mobilní spoj.:

Pro přenosovou bilanci postačí rovnice ideálního přenosu  $P_P = G_V \cdot G_P P_V \left( \frac{\lambda}{4\pi r} \right)^2$ , kdy se do ztrát musí

zahrnout i útlum při průchodu atmosférou.

Porovnání přenosu pevného a mobilního spoje.

### Antény:

- PS: obě antény, přijímací i vysílací, jsou umístěny a nastaveny do optimálních pevných pozic  
MS: pozice i nastavení mobilních antény není předem definováno a mění se v čase.
- PS: použité antény jsou směrové s úzkým svazkem vyzařovací charakteristiky.  
MS: antény, především mobilní, musí být více či méně všesměrové.
- PS: Díky pevnému umístění antén existuje stálá přímá viditelnost mezi anténami s nezastíněnou 1.fresnelovou zónou  
MS: Přímé viditelnosti mezi pevnou a mobilní anténou je dosaženo jen v malém procentu času.

### Útlum:

- PS: útlum spoje se mění jen pozvolna o malé hodnoty vlivem změn v atmosféře.  
MS: útlum stále kolísá až o desítky dB

### Mnohacestné šíření:

- PS: k mnohacestnému šíření dochází v malém procentu času; jedná se pak většinou pouze o dva paprsky přicházející s blízkého směru  
MS: K mnohacestnému šíření dochází stále a to mnoha paprsky přicházejícími ze všech směrů.  
Zpoždění tam může být velmi velké!(desítky mikrosekund)