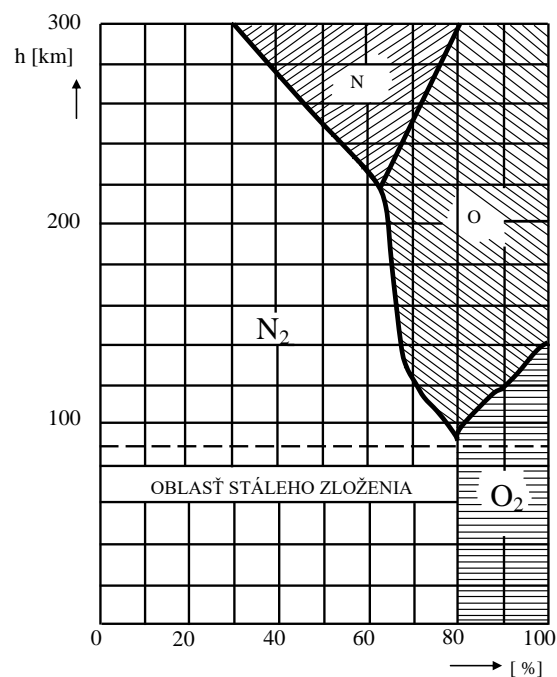


# 1. Šírenie ionosférických elektromagnetických vln

*Šírenie ionosférických elektromagnetických vln je značne ovplyvnené vlastnosťami ionosféry.*

## 1.1. Vlastnosti ionosféry

Ionosférou nazývame ionizovanú časť atmosféry, ktorá sa nachádza vo výškach nad 60 km. Výsledky merania ukazujú, že do výšky asi 90 km má atmosféra rovnaké zloženie ako pri povrchu Zeme. Vo veľkých výškach rozdiely v molekulovej hmotnosti jednotlivých plynov spôsobujú rozvrstvenie atmosféry, t.j. ťažšie plyny sa sústreďujú v nižších výškach. V zriedenej atmosfére dochádza vplyvom slnečného žiarenia k disociácii molekúl kyslíka a dusíka. Molekuly týchto plynov pohlcujú kvantá energie a rozštiepia sa na atómy. Disociácia  $O_2$  začína od výšky asi 90 km a disociácia  $N_2$  od výšky nad 220 km. Orientačné zloženie atmosféry je znázornené na obrázku (Obr. 4.1).



**Obr. 1.1: Zloženie atmosféry**

Ionizáciou plynu rozumieme odstránenie jedného alebo viacerých elektrónov z atómov plynu. Na odstránenie jedného elektrónu z atómového obalu je potrebné vykonať tzv. ionizačnú prácu  $W$ . V prípade, že príčinou ionizácie je interakcia s časticami (napr. fotónmi) s energiou kvanta  $hf$ , potom ionizácia môže nastať vtedy, ak je splnená podmienka

$$hf > W, \quad (4.1)$$

kde  $h$  je Planckova konštanta ( $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$  Js) a  $f$  je frekvencia. Ionizačné práce pre základné plyny v atmosfére sú uvedené v tabuľke (Tab. 4.1), z ktorej vyplýva, že ionizáciu atomárneho kyslíka O môže spôsobiť len ultrafialové žiarenie.

**Tab. 1.1: Ionizačná práca plynov v atmosfére**

Plyn	Vlnová dĺžka ionizujúcej vlny [nm]	Ionizačná práca [eV]
O <sub>2</sub>	102,6	12,2
O	91	13,6
N <sub>2</sub>	79,5	15,5
N	85	14,5

Základným zdrojom ionizácie atmosféry je Slnko. Fotosféra s teplotou asi 6000 K vyžaruje elektromagnetické vlny s veľmi širokým spektrom frekvencií. Chromosféra koróny s teplotou rádovo  $2 \cdot 10^6$  K je zdrojom ultrafialového žiarenia ( $\lambda \approx 2$  až 30 nm) a mäkkého röntgenového žiarenia ( $\lambda \approx 0,8$  až 2 nm). Okrem toho vyžaruje elektróny a iné častice, ktoré tvoria korpuskulárne žiarenie. Okrem Slnka sa na ionizácii atmosféry zúčastňuje vyžarovanie hviezd, kozmické žiarenie, kozmický prach a meteory.

Súčasne so vznikom elektrónov a iónov prebieha v atmosfére i opačný proces, tzv. rekombinácia, pri ktorej sa vyžaruje energia rovná ionizačnej práci. Pravdepodobnosť rekombinácie je tým väčšia, čím je vyššia koncentrácia elektrónov a iónov, ktorá závisí od intenzity ionizácie. Preto medzi ionizáciou a rekombináciou existuje dynamická rovnováha.

V skutočnosti sa podmienky ionizácie pomaly menia, preto vznikajú aj fluktuácie hustoty elektrónov v atmosfére. Pretože hlavným ionizačným činiteľom je Slnko, hustota elektrónov sa mení s dennou dobou – najväčšia je ráno a dopoludnia. Popoludní začína postupne prevládať rekombinácia. Ionizácia však nie je nulová ani v noci, pretože najvyššie vrstvy atmosféry zostávajú trvalo ionizované.

Okrem denných zmien pozorujeme i sezónne a dlhodobé zmeny, ktoré sú spojené so zmenami slnečnej aktivity.

V dôsledku rôznych ionizačných mechanizmov a nehomogenity atmosféry je i rozloženie hustoty elektrónov v ionosfére nerovnomerné, vyznačuje sa vrstevnatou štruktúrou. Na základe výsledkov experimentov sa ustálilo rozdelenie ionosféry na štyri vrstvy:

vrstva D: od 60 do 90 km,

vrstva E: od 100 do 120 km,

vrstva F<sub>1</sub>: od 180 do 240 km (vzniká iba v letnom období),

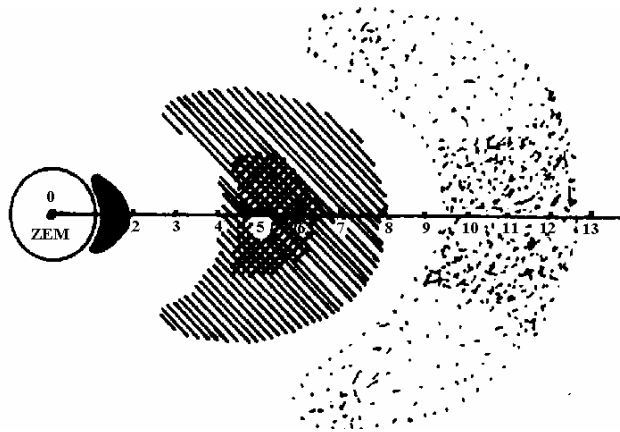
vrstva F<sub>2</sub>: od 230 do 400 km.

V noci zanikajú vrstvy D a F<sub>1</sub>, zostávajú iba vrstvy E a F<sub>2</sub>, pričom hustota elektrónov v nich výrazne klesá. Vrstvy D, E a F<sub>1</sub> sa vyznačujú veľkou stabilitou, t.j. zmeny hustoty elektrónov sa opakujú každý deň. Okrem

uvedených vrstiev sa niekedy objaví silne ionizovaná vrstva (tzv. sporadická vrstva) E<sub>s</sub>. Táto vrstva môže vzniknúť v ľubovoľnom čase a ročnom období, v stredných zemepisných šírkach sa však najčastejšie vyskytuje cez deň v letnom období.

V ionosfére vznikajú rôzne poruchy, ktoré majú charakter tzv. ionosférických vetrov alebo vírov (turbulencií). Tieto javy sú spojené s gravitačným a tepelnými účinkami Mesiaca a Slnka. Okrem toho vznikajú v atmosfére tzv. ionosférické búrky, pri ktorých môže prakticky zaniknúť i vrstva F<sub>2</sub>.

Okrajové (najvyššie) vrstvy ionosféry tvoria tzv. Van Allenove oblasti (Obr. 4.2), ktoré obklopujú zemeguľu a tvoria ich vysoko energetické častice pohybujúce sa po závitových trajektóriách pozdĺž siločiar magnetického poľa Zeme (geomagnetického poľa).



Obr. 1.2: Van Allenove zóny

## 1.2. Šírenie elektromagnetických vln v homogénnej plazme

Predpokladajme, že v homogénnej plazme (ionizovanom plyne) s koncentráciou elektrónov  $N$ , v ktorej elektrón vykoná za 1 s  $\mathcal{G}$  zrážok s neutrálnymi časticami, sa šíri v smere osi  $x$  lineárne polarizovaná rovinná elektromagnetická vlna, pričom vektor intenzity elektrického poľa má smer osi  $z$ . Hmotnosť elektrónu nech je  $m$  a jeho náboj  $e$ . Sila, ktorou pôsobí elektrické pole vlny na elektrón je

$$F = eE_m e^{j\omega t} , \quad (4.2)$$

kde  $\omega$  je kruhová frekvencia a  $E_m$  amplitúda intenzity elektrického poľa. Vplyvom tejto sily elektrón vykonáva pohyb v smere osi  $z$ . V každom okamihu je sila  $F$  v rovnováhe so zotrvačnou silou  $m(d^2z/dt^2)$  a silou trenia, ktorá vzniká v dôsledku zrážok elektrónu s neutrálnymi časticami a rovná sa  $\mathcal{G}m(dz/dt)$ . Pohybová rovnica elektrónu má potom tvar

$$eE = m \frac{d^2z}{dt^2} + \mathcal{G}m \frac{dz}{dt} , \quad (4.3)$$

ktorej riešenie je

$$z = z_m e^{j\omega t} . \quad (4.4)$$

Ak vyjadríme rýchlosť pohybu elektrónu ( $dz/dt$ ) pomocou rýchlosti zmien elektrického poľa ( $dE/dt$ ) dostaneme

$$\frac{e}{j\omega} \frac{dE}{dt} = m(\mathcal{G} + j\omega) \frac{dz}{dt} , \quad (4.5)$$

odkiaľ po úprave dostaneme

$$\frac{dz}{dt} = \left[ -\frac{e}{m(\omega^2 + \mathcal{G}^2)} - j \frac{\mathcal{G}e}{\omega m(\omega^2 + \mathcal{G}^2)} \right] \frac{dE}{dt} . \quad (4.6)$$

Pretože v objeme  $1m^3$  je  $A$  elektrónov, pre hustotu vodivostného prúdu platí

$$J_e = Ne \frac{dz}{dt} \quad (4.7)$$

a celková hustota prúdu je súčtom hustoty vodivostného prúdu  $J_e$  a posuvného prúdu  $J_p$

$$J_p = \varepsilon_0 \frac{dE}{dt} \quad (4.8)$$

a môžeme ju využitím (4.6), (4.7) a (4.8) vyjadriť v tvare

$$J = J_e + J_p = \left[ \varepsilon_0 - \frac{Ne^2}{m(\omega^2 + \mathcal{G}^2)} - j \frac{N\mathcal{G}e^2}{\omega m(\omega^2 + \mathcal{G}^2)} \right] \frac{dE}{dt} . \quad (4.9)$$

Výraz v hranatej zátvorke vzťahu (4.9) má charakter komplexnej permitivity

$$\varepsilon_i = \varepsilon_i - j \frac{\sigma_i}{\omega} , \quad (4.10)$$

kde indexom  $i$  sme označili, že ide o ionizované prostredie.

Porovnaním vzťahov (4.10) a (4.9) môžeme vyjadriť ekvivalentnú permitivitu a ekvivalentnú vodivosť ionizovaného plynu ako (4.11) a (4.12).

$$\varepsilon_i = \varepsilon_0 - \frac{e^2 N}{m} \frac{1}{\omega^2 + \mathcal{G}^2} \quad (4.11)$$

$$\sigma_i = \frac{e^2 N}{m} \frac{\nu}{\omega^2 + \nu^2} \quad (4.12)$$

Pre väčšinu elektromagnetických vln platí

$$\omega^2 \gg \mathcal{G}^2 . \quad (4.13)$$

Potom môžeme (4.11)a (4.12) zjednodušiť na

$$\varepsilon_i = \varepsilon_0 - \frac{e^2 N}{m} \frac{1}{\omega^2} \quad (4.14)$$

$$\sigma_i = \frac{e^2 N}{m} \frac{\nu}{\omega^2} . \quad (4.15)$$

Relatívnu permitivitu ionizovaného plynu môžeme napísať v tvare

$$\varepsilon_{ri} = \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_0} = 1 - \frac{e^2 N}{m \varepsilon_0} \frac{1}{\omega^2} . \quad (4.16)$$

Veličina  $\sqrt{\frac{e^2 N}{m \varepsilon_0}}$  má rozmer frekvencie a nazýva sa plazmová frekvencia

$$\omega_0 = 2\pi f = \sqrt{\frac{e^2 N}{m \varepsilon_0}} . \quad (4.17)$$

Ak dosadíme do vzťahu (4.17) známe konštanty  $e$ ,  $m$  a  $\varepsilon_0$ , dostaneme

$$f_0 = \sqrt{80,8N} . \quad (4.18)$$

Vzťah pre relatívnu permitivitu plazmy môžeme potom napísať v tvare

$$\varepsilon_{ri} = 1 - \frac{f_0^2}{f^2} < 1 . \quad (4.19)$$

Pretože ekvivalentné parametre  $\varepsilon_{ri}$  a  $\sigma_i$  závisia od frekvencie, ionizovaný plyn je disperzným prostredím.

Vzhľadom na to, že hmotnosť jadier atómov je asi  $10^4$  - krát väčšia ako hmotnosť elektrónov, môžeme vplyv iónov na šírenie elektromagnetických vln zanedbať v porovnaní s vplyvom elektrónov.

### **1.3. Šírenie elektromagnetických vln v plazme s vrstevnatou štruktúrou**

Koncentrácia elektrónov v ionosfére je funkciou výšky, t.j. veličiny  $\varepsilon$  a  $\sigma$  závisia od polohy. Ionosféra je preto nehomogénnym prostredím. Vplyv ionosféry na šírenie elektromagnetických vln (odraz a lom) možno vysvetliť zmenami elektrickej permitivity ako funkcie výšky nad Zemou. V prvom priblížení možno považovať ionosféru za nehomogénne prostredie s vrstevnatou štruktúrou. Podobný model sme použili pri analýze šírenia elektromagnetických vln v troposfére. Treba si však uvedomiť, že ne rozdiel od troposféry, kde sa elektrická permitivita mení v malom rozsahu a je blízka jednotke, permitivita ionosféry môže v závislosti od frekvencie nadobúdať hodnoty menšie ako 1. Vo všeobecnosti  $\varepsilon_{ri}$  môže nadobúdať hodnoty blízke alebo rovné nule. Pri týchto hodnotách  $\varepsilon_{ri}$  vlnová dĺžka elektromagnetickej vlny v

ionosfére je omnoho väčšia ako vlnová dĺžka vo voľnom priestore, takže na vzdialenostiach porovnateľných s vlnovou dĺžkou sa môžu parametre podstatne meniť.

Predpokladajme, že elektromagnetická vlna s frekvenciou  $f$  dopadá kolmo na ionosféru, ktorá pozostáva z rovinných homogénnych vrstiev. Index lomu ionosféry závisí od výšky, pokiaľ elektrická permitivita je

$$\varepsilon_{ri} = 1 - \frac{80,8N(H)}{f^2} > 0 \quad (4.20)$$

a indexom lomu

$$n = \sqrt{\varepsilon_{ri}} = \sqrt{1 - \frac{80,8N(H)}{f^2}} \quad (4.21)$$

je reálne veličina. Šírenie elektromagnetickej vlny v ionosfére sa v tomto prípade kvalitatívne nelíši od šírenia vlny v troposfére. Ak zmenšíme frekvenciu signálu  $f$ , potom aj hodnota indexu lomu a sa zmenší. Pri frekvencii  $f$  rovnkej plazmovej frekvencii  $f_0$

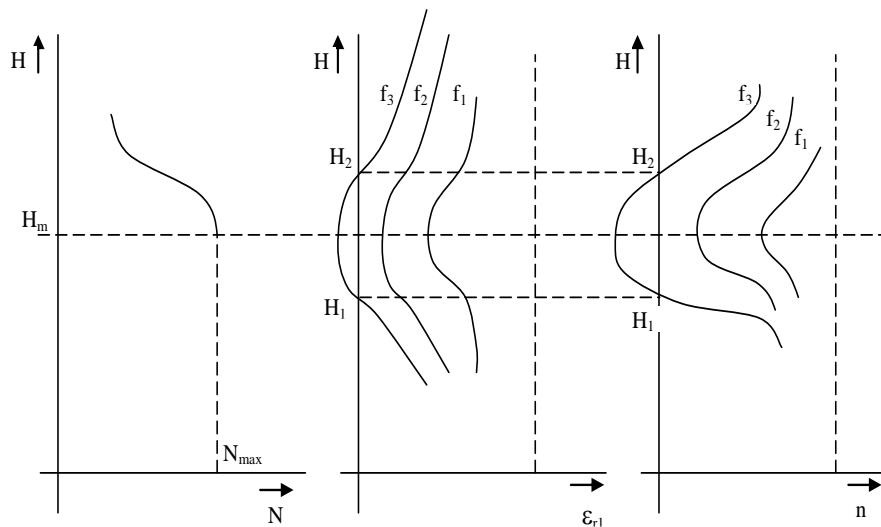
$$f = f_0(H) = \sqrt{80,8N(H)} \quad (4.22)$$

elektrická permitivita a index lomu nadobúda nulovú hodnotu, t.j. elektromagnetická vlna sa nemôže takýmto prostredím šíriť. Zo zákona zachovania energie vyplýva, že takáto elektromagnetická vlna sa odrazí podobne ako od povrchu vodiča. Ak zväčšujeme frekvenciu signálu, odraz elektromagnetickej vlny vzniká v dôsledku výškovej závislosti  $N(H)$  v čoraz väčšej výške, pokiaľ nedosiahneme výšku, pri ktorej  $N(H)=N_{max}$ . Maximálna frekvencia, pri ktorej sa vertikálne vyžiarená elektromagnetická vlna odráža od ionosféry, sa nazýva kritickou frekvenciou a platí pre ňu vzťah

$$f_{kr} = \sqrt{80,8N_{max}} \quad (4.23)$$

Pri frekvenciách  $f > f_{kr}$  sa elektromagnetická vlna od ionosféry neodráža; ionosféra sa stáva priehľadnou.

Závislosti súčiniteľa lomu, permitivity a indexu lomu od výšky a frekvencie sú znázornené na obrázku (Obr. 4.3). Odraz od ionosféry vzniká pri frekvencii  $f_3$ .

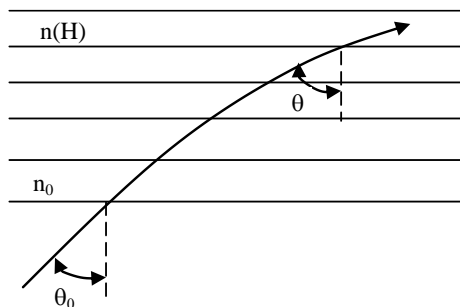


**Obr. 1.3: Frekvenčná závislosť odrazu a prechodu elektromagnetickej vlny pri kolmom dopade na nehomogénnu ionosféru**

Pri šikmom dopade elektromagnetickej vlny na vrstevnatú ionosféru môžeme rovnicu trajektórie vlny vstupujúcej do ionosféry pod uhlom  $\Theta_0$  (Obr. 4.4) napísať v tvare

$$n \sin \Theta = n_0 \sin \Theta_0, \quad (4.24)$$

pričom index lomu  $n_0 = 1$ .



**Obr. 1.4: Šikmý dopad elektromagnetickej vlny na vrstevnatú ionosféru**

Elektromagnetická vlna sa vráti na Zem, ak v bode obratu  $\sin \Theta = 1$ . Podmienku návratu vlny na Zem môžeme potom napísať v tvare

$$n = \sin \Theta_0 \quad (4.25)$$

alebo

$$\sqrt{1 - \frac{80,8N(H)}{f^2}} = \sin \Theta_0, \quad (4.26)$$

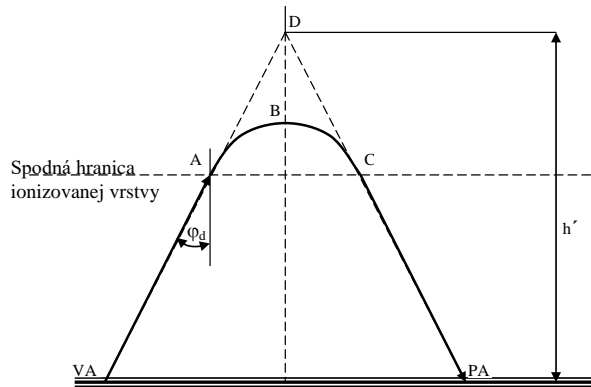
odkiaľ potom platí

$$f = \sqrt{80,8N(H)} \sec \Theta_0 = f_0 \sec \Theta_0 . \quad (4.27)$$

Zo vzťahu (4.27) vyplývajú dva dôležité závery:

Elektromagnetická vlna s frekvenciou  $f$  dopadajúca na ionosféru pod uhlom  $\Theta_0$  a vlna s frekvenciou  $f_0$  sa odráža v rovnakej výške.

Pri danom uhle dopadu  $\Theta_0$  odraz vlny nastáva v tým väčšej výške, čím je väčšia jej frekvencia.



**Obr. 1.5: Určenie relatívnej výšky odrazu**

Výška priesečníka  $D$  predĺženia trajektórie vlny vstupujúcej do ionosféry a vlny vystupujúcej z ionosféry sa nazýva relatívna výška odrazu (Obr. 4.5). Zväčšovaním frekvencie vlny sa bod obratu dostáva do oblasti, kde  $N(H)=N_{max}$ , t.j.  $f_0 = f_{kr}$ . Potom platí

$$f_{max}(\Theta_0) = f_{kr} \sec \Theta_0 . \quad (4.28)$$

Frekvenciu  $f_{max}$  určenú vzťahom (4.28) nazývame maximálnou frekvenciou. Je funkciou uhla dopadu  $\Theta_0$ . Ak meníme uhol dopadu v rozsahu od  $0$  do  $\pi/2$ , maximálna frekvencia sa mení od  $f_{max} = f_{kr}$  do  $f_{max} = \infty$ .

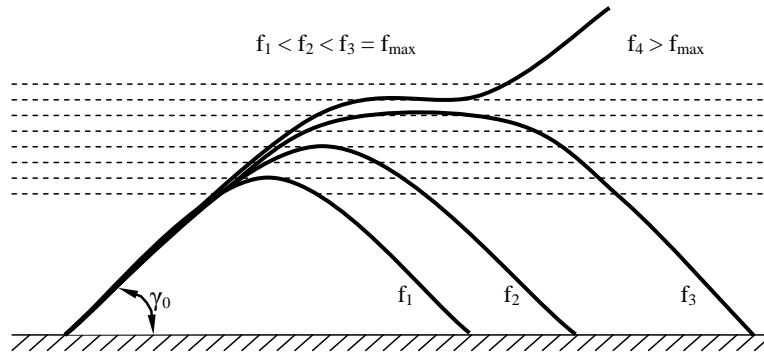
Pri danom uhle dopadu  $\Theta_0$  a frekvencii menšej ako je maximálna frekvencia, vzdialenosť bodu dopadu na Zem pre elektromagnetickú vlnu odrazenú od ionosféry rastie so zväčšovaním sa frekvencie signálu, pretože podľa vzťahu (3.12) platí

$$R_K = - \frac{n}{\frac{dn}{dH} \sum \cos \gamma_0} = \frac{n^2 f^2}{40,4 \cos \gamma_0 \frac{dN(H)}{dH}} , \quad (4.29)$$

kde  $\gamma_0 = (\pi/2) - \Theta_0$ . So zväčšovaním frekvencie polomer krivosti trajektórie  $R_K$  sa zväčšuje v dôsledku zmenšovania derivácie  $dN/dH$  (Obr. 4.6). Keď sa frekvencia signálu blíži k maximálnej frekvencii, polomer krivosti sa zväčšuje tak, že odrazená vlna dopadá na povrch Zeme vo veľkej vzdialenosti od vysielača. Pri veľkej frekvencii  $f_4 > f_{max}$  vlna vstupuje do oblasti klesajúceho gradientu koncentrácie elektrónov,



polomer krivosti trajektórie mení znamienko, t.j. trajektória sa odchyľuje do výšky a vlna nedosiahne povrch Zeme.



Obr. 1.6: Závislosť dopadu odrazenej elektromagnetickej vlny od frekvencie

Ak uvažujeme zakrivenie zemského povrchu, potom analogickým spôsobom ako pri analýze šírenia elektromagnetických vln v troposfére môžeme podmienku návratu vlny k Zemi napísať v tvare

$$n(R+H) = R \sin \Theta_0 , \quad (4.30)$$

kde  $R$  je polomer Zeme. Odkiaľ priamo vyplýva

$$f = \frac{\sqrt{80,8N(H)}}{\sqrt{1 - \frac{\sin^2 \Theta_0}{\left(1 + \frac{H}{R}\right)^2}}} = \frac{f_0}{\sqrt{1 - \frac{\sin^2 \Theta_0}{\left(1 + \frac{H}{R}\right)^2}}} . \quad (4.31)$$

Porovnaním vzťahov (4.31) a (4.27) vidíme, že tieto vzťahy dávajú rovnaké výsledky pri vertikálnom dopade vlny na ionosféru ( $\Theta_0 = 0$ ). Uhlová závislosť maximálnej frekvencie je však daná vzťahom

$$f_{\max}(\Theta_0) = \frac{f_{kr}}{\sqrt{1 - \frac{\sin^2 \Theta_0}{\left(1 + \frac{H_m}{R}\right)^2}}} , \quad (4.32)$$

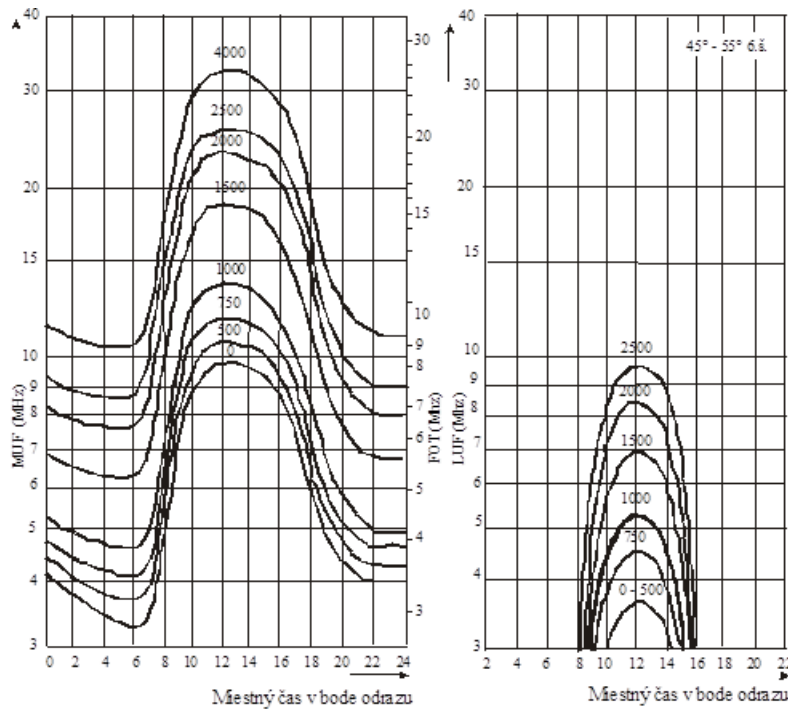
z ktorého vyplýva, že pre vlnu vyžiarenú rovnobežne s povrchom Zeme ( $\Theta_0 = \pi/2$ ) maximálna frekvencia má konečnú hodnotu

$$f_{\max} = \frac{f_{kr}}{\sqrt{1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{H_m}{R}\right)^2}}} . \quad (4.33)$$

Doteraz sme neuvažovali vplyv zemského magnetického poľa na vlastnosti ionosféry. Z teórie elektromagnetického poľa vieme, že plazma v magnetickom poli má anizotropné vlastnosti. V dôsledku toho sa lineárne polarizovaná vlna, ktorej vektor polarizácie nie je rovnobežný so smerom zemského magnetického poľa, rozloží na dve elipticky polarizované vlny (tzv. riadnu a mimoriadnu vlnu) šíriace sa s rôznymi fázovými rýchlosťami. Tlmenie a kritická frekvencia mimoriadnej vlny sú o niečo väčšie ako vlny riadne.

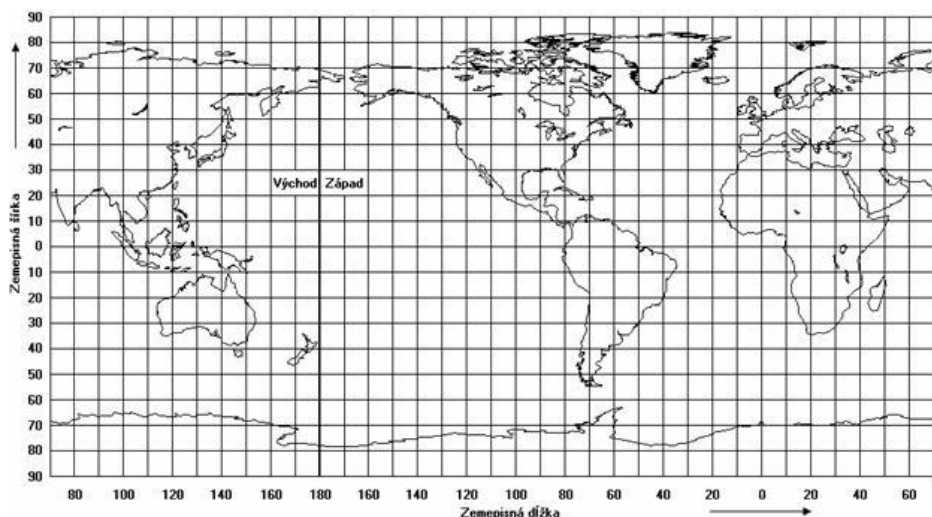
Pri praktickom návrhu spojov využívajúcich odraz elektromagnetickej vlny od ionosféry je potrebné poznať konkrétne parametre ionosféry v danom mieste a čase. Predovšetkým je potrebné poznať relatívnu výšku odrazu od príslušnej vrstvy ionosféry a maximálnu použiteľnú frekvenciu (MUF, z angl. Maximum Usable Frequency), ktoré sa určujú experimentálne rádiolokačnými metódami. Pretože MUF môže vykazovať malé denné odchýlky, volí sa pre rádiový spoj tzv. optimálna prevádzková frekvencia (FOT, z angl. Frequency Optimum for Transmitting) tak, aby pre 90 % dní v mesiaci v danej hodine sa mohlo uskutočniť rádiové spojenie, čomu zodpovedá zníženie maximálnej použiteľnej frekvencie MUF asi o 15 %.

Pre frekvencie, ktoré sú príliš nízke v porovnaní s MUF, zväčšuje sa tlmenie elektromagnetických vln v ionosfére a intenzita elektrického poľa v mieste príjmu je malá. Najnižšia použiteľná frekvencia (LUF, z angl. Lowest Usable Frequency) pre danú dĺžku rádiového spoja a pre daný vyžiarený výkon je definovaná ako najnižšia frekvencia, pri ktorej bude príjem ešte prijateľný. Obvykle sa volí vyžiarený výkon 1 kW a odstup signál/šum SNR = 15 dB.



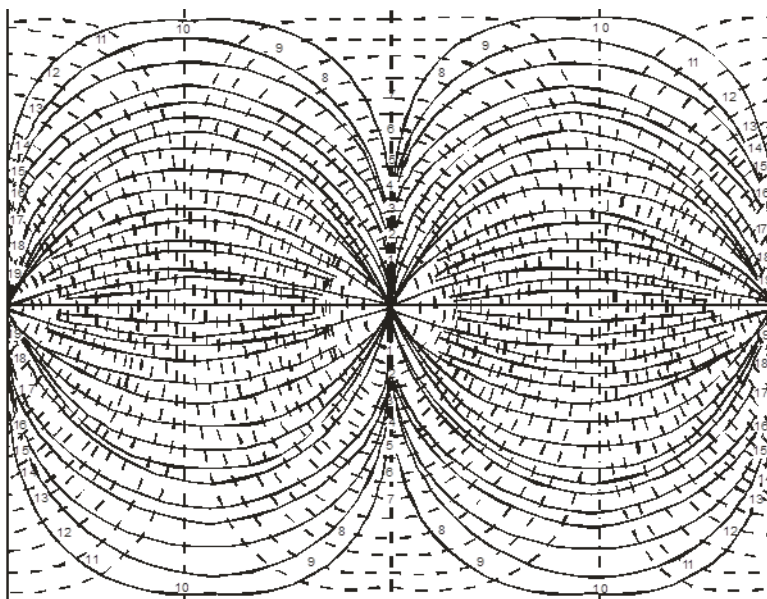
**Obr. 1.7: Príklad mesačnej ionosférickej predpovede MUF, LUF a FOT**

Frekvencie MUF a LUF sa menia v priebehu dňa, roka aj v priebehu jedenáštočnej periódy slnečnej aktivity. Možno ich zistiť v každom čase meraním, ale pre navrhovanie rádiových spojov ich musíme poznať dopredu. Preto sa vydávajú ionosférické predpovede (regionálne, celosvetové, krátkodobé, dlhodobé a pod.). Napr. u nás sú vydávané mesačne predpovede MUF, FOT a LUF platné pre oblasť medzi 45 a 55 stupňom severnej zemepisnej šírky (Obr. 4.7).



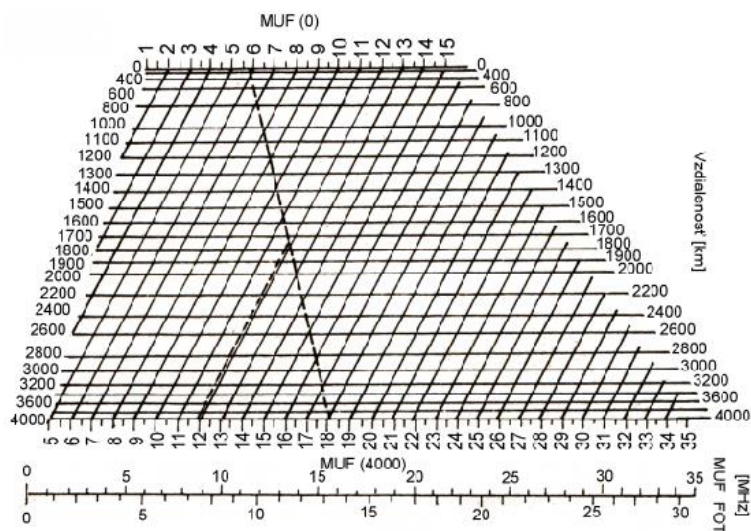
**Obr. 1.8: Mapa sveta vo valcovej projekcii**

Pri návrhu rádiového spojenia musíme určiť MUF a LUF v mieste odrazu v miestnom čase. Najdlhšia vzdialenosť, ktorú možno preklenúť jedným skokom (jedným odrazom od ionosféry) je 4000 km. Pri väčšej dĺžke spojenia je potrebné trasu rozdeliť tak, aby dĺžka skokov nebola väčšia ako 4000 km. Na určenie dĺžky trasy a súradníc polohy vysielača, prijímača a bodov odrazu sa používa mapa sveta vo valcovej projekcii (Obr. 4.8).



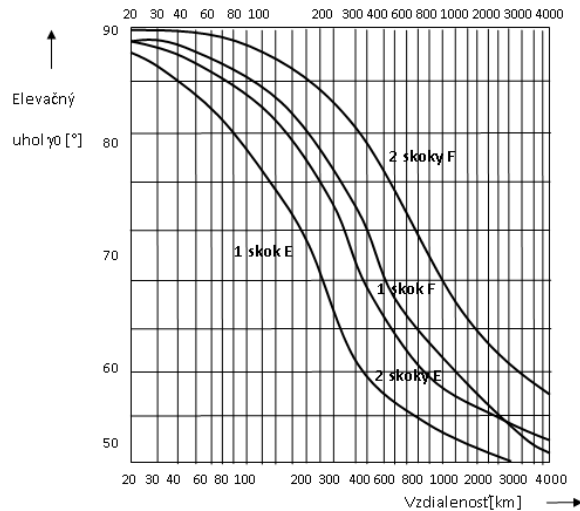
Obr. 1.9: Hlavné kružnice (plné) a mierka vzdialenosti v  $10^3$  km (čiarkovane)

Na obrázku (Obr. 4.9) sú v rovnakej projekcii nakreslené plnými čiarami hlavné kružnice (trajektórie vln) a čiarkované krivky, ktoré udávajú vzdialenosť vždy po 1000 km a podľa nich sa určuje dĺžka trasy tak, že sa tieto dva obrázky prekryjú, pričom vysielačiacia anténa musí ležať na tej istej hlavnej kružnici ako prijímacia. Z miestneho času a zemepisných súradníc miesta odrazu sa pomocou ionosférickej predpovede určí MUF a FOT. Svetová ionosférická predpoveď je spravidla vo forme dvoch diagramov – pre dĺžku skoku 0 km a 4000 km. Pre iné hodnoty sa MUF určuje pomocou nomogramu na obrázku (Obr. 4.10).



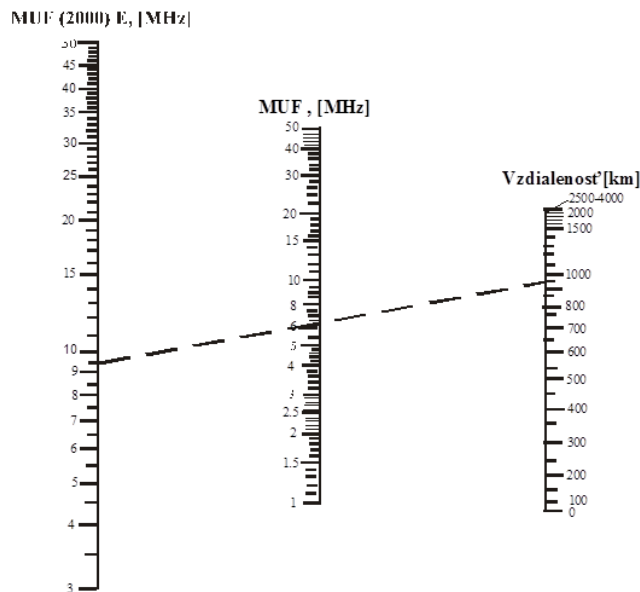
Obr. 1.10: Nomogram na určenie MUF a FOT pre ľubovoľnú vzdialenosť

Elevačný uhol pre spojenie ionosférickou vlnou možno určiť z grafu (Obr. 4.11).



**Obr. 1.11: Diagram na určenie optimálneho elevačného uhla**

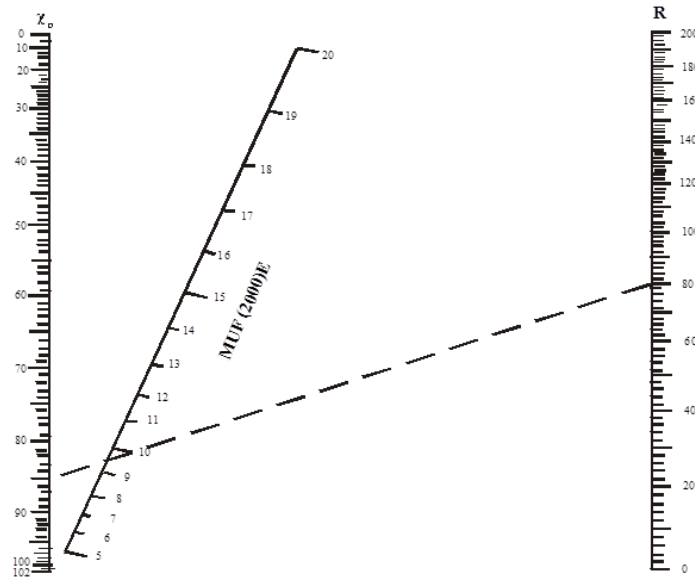
Na Obr. 4.12 je nomogram na určenie MUF vrstiev  $E$  a  $E_s$ . Hodnota MUF pre danú trasu je maximum z hodnoty pre  $F_2, E$  a  $E_s$ . Pretože vlastnosti vrstiev  $E$  a  $E_s$  závisia od zenitovej vzdialenosti Slnka  $\chi_0$  a čísla slnečných škvŕn  $R$ , je potrebné tieto parametre brať do úvahy. Na Obr. 4.13 je uvedený nomogram na určenie MUF vrstiev  $E$  a  $E_s$  pomocou uvedených parametrov.



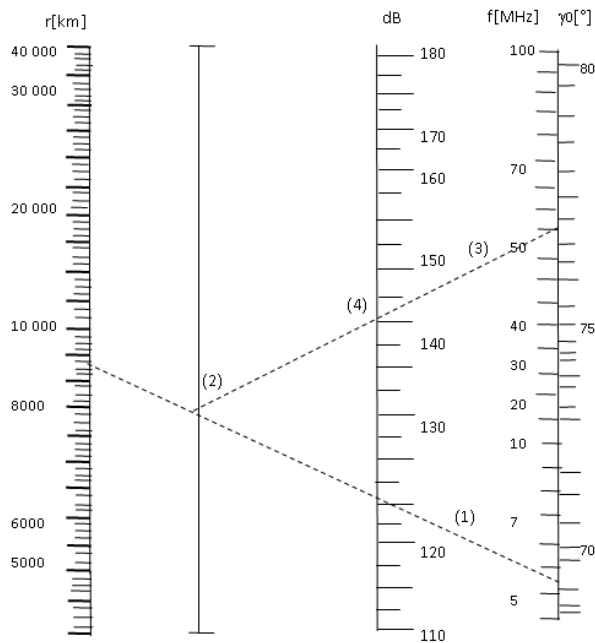
**Obr. 1.12: Nomogram na určenie MUF ionosférických vrstiev E a Es**

Presný výpočet intenzity elektrického a magnetického poľa ionosférickej vlny je prakticky nemožný, pretože nie sú známe potrebné údaje o náhodne sa meniacich ionosférických vrstvách. Technické metódy výpočtu umožňujú predpovedať len pravdepodobné hodnoty intenzity poľa v mieste príjmu. Pri výpočtoch sa vychádza z predpovede tzv. netlmenej intenzity elektrického poľa, ktorú možno určiť pomocou nomogramu na Obr. 4.14. Potom je potrebné brať do úvahy tľmenie vznikajúce pri odrazoch od zemského

povrchu a tlmenie vplyvom ionosféry (absorpčný index  $I$  pre ionosférickú vrstvu  $E$  možno určiť z nomogramu na Obr. 4.15).



**Obr. 1.13:** Nomogram na určenie MUF vrstiev E a Es pomocou zenitovej vzdialenosti Slnka  $\chi_0$  a čísla slnečných škvŕn  $R$

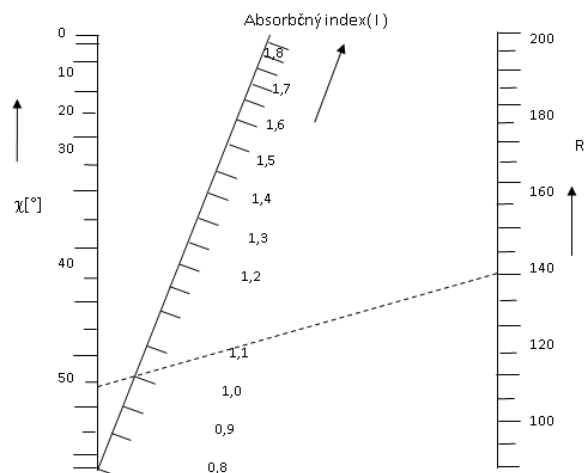


**Obr. 1.14:** Nomogram na určenie netlmenej intenzity elektrického poľa pre izotropnú vysielačiu anténu

Charakteristickým javom pri šírení ionosférických elektromagnetických vln je únik, ktorý spôsobuje fluktuácie intenzity poľa v mieste príjmu. Únik vzniká ako dôsledok nestálosti jednotlivých ionosférických vrstiev. Elektromagnetická vlna sa šíri po niekoľkých trajektóriách, ktorých vzájomné vzťahy sú

nekorelované. Výsledná vlna je superpozíciou týchto svojich zložiek, ktoré majú náhodne sa meniacu amplitúdu a fázu. Únik ohraničuje spoľahlivosť ionosférických rádiových spojov.

Využitie ionosférických vln je charakteristické pre rádiové spojenie na krátkych vlnách na vzdialenosti rádovo  $10^2$  až  $10^3$  km s využitím odrazu od vrstvy  $F_2$ .



**Obr. 1.15: Nomogram na určenie absorpčného indexu vrstvy  $E$  pomocou zenitovej vzdialenosti Slnka  $\chi_0$  a čísla slnečných škvŕn  $R$**