

Základy antén a šíření vln

učební text pro předmět B2B17TBK - Technika bezdrátové komunikace

verze 1.0

Pavel Pechač, Stanislav Zvánovec

České vysoké učení technické v Praze

Fakulta elektrotechnická

Katedra elektromagnetického pole

Určeno pouze pro potřeby výuky na FEL ČVUT v Praze

1	Úvod	4
2	Základní parametry antén	5
2.1	Vstupní impedance	5
2.2	Šířka pásma	5
2.3	Vyzařování	6
2.4	Izotropický zářič	7
2.5	Směrová anténa	7
2.6	Zisk antény	8
2.7	Efektivní vyzařený výkon	9
2.8	Polarizace antény	9
2.9	Efektivní plocha antény	10
3	Bezdrátový přenos	11
3.1	Frekvenční spektrum	11
3.2	Zemská atmosféra	12
3.3	Způsoby šíření vln pro pozemní rádiové spoje	13
3.4	Úniky	15
3.5	Výkonová bilance rádiového spoje	17
3.6	Výpočet pokrytí	19
3.7	Modelování šíření vln	19
4	Mechanismy šíření prostorové vlny v troposféře	21
4.1	Šíření ve volném prostoru	21
4.2	Útlum atmosférickými plyny	22
4.3	Fresnelovy zóny	23
4.4	Odraz a ohyb vln	25
4.5	Elektrické parametry zemského povrchu	27
4.6	Difrakce	29
4.7	Rozptyl	31
4.8	Index lomu troposféry, refraktivita	32
4.9	Troposférická refrakce	33
4.10	Efektivní poloměr Země	34
4.11	Vlnovodný kanál (ducting)	35
5	Šíření prostorové vlny pro pozemní rádiové spoje	38

5.1	Spoj na přímou viditelnost	38
5.2	Šíření nad rovinnou zemí	40
5.3	Difrakce na terénních překážkách	43
5.4	Pokrytí v nerovném terénu	44
5.5	Mechanismy šíření vln v zástavbě	45
5.6	Empirický model	46
5.7	Deterministické modely šíření	49
6	Použitá a doporučená literatura	50

1 Úvod

Každý rádiový systém, tj. systém využívající bezdrátového přenosu informace, předpokládá plánování z hlediska šíření elektromagnetické vlny - signálu. Vhodný model šíření signálu umožní vybrat typ a umístění antén, optimalizovat kvalitu a spolehlivost dané služby, analyzovat interference atd.

Následující učební text slouží jako stručný doplněk k přednáškám na téma antén a šíření vln v předmětu B2B17TBK Technika bezdrátové komunikace pro studenty FEL ČVUT v Praze. Vznikl jako výtah z [1]. Pro hlubší studium je nezbytné využít prameny uvedené na konci textu či pokračovat ve studiu v rámci magisterského předmětu B2M17SBS Šíření vln pro bezdrátové spoje.

2 Základní parametry antén

Anténa je bezesporu klíčovým prvkem radiokomunikačního řetězce. Pro potřeby dalšího studia šíření vln pro rádiový spoj je tedy nezbytné stručně definovat základní anténní parametry. Úkolem antény je vyzářit vlnu vedenou na vedení, ve vlnovodu či kabelu do prostoru. Na straně přijímače pak anténa vlnu šířící se v prostoru přemění na vlnu vedenou. Obě úlohy jsou reciproké, a tudíž anténní parametry jsou principiálně platné neohledně na to, zda anténa pracuje jako vysílací či přijímací. Též nutno poznamenat, že na anténu lze pohlížet ze dvou pohledů, a to jak z hlediska obvodového, tak též z hlediska prostorového.

2.1 Vstupní impedance

Z hlediska obvodového pohledu se anténa jeví vysílači jako zátěž s impedancí antény Z_A . Uvažujme nyní rozhraní anténního konektoru a přírodního kabelu. Jestliže není splněna podmínka tzv. impedančního přizpůsobení, tj. reálné složky impedance vedení (kabelu) a antény jsou shodné a imaginární složky nulové či shodné s opačným znaménkem, dojde na rozhraní (konektoru) k odrazu části výkonu zpět k vysílači. Běžné kabely mají reálnou impedanci 50 či 75 Ω . Zpětná odražená vlna se na vedení sčítá s původní vlnou dopřednou a na vedení vzniká stojaté vlnění. Odraz lze definovat činitelem odrazu:

$$R = \frac{Z_A - Z_o}{Z_A + Z_o}, \quad (2.1)$$

kde Z_A je impedance antény a Z_o impedance připojeného vedení. V technické praxi pracujeme spíše s výkonovým činitelem odrazu vyjádřeným v decibelech (*Return Loss*):

$$RL = -10 \log(|R|^2) = -20 \log|R|. \quad (2.2)$$

Druhá možnost popisu stavu impedančního přizpůsobení je tzv. poměr stojatých vln PSV (*VSWR – Voltage Standing Wave Ratio*):

$$PSV = \frac{U_{\max}}{U_{\min}} = \frac{1 + |R|}{1 - |R|} \quad (2.3)$$

$$|R| = \frac{PSV - 1}{PSV + 1}, \quad (2.4)$$

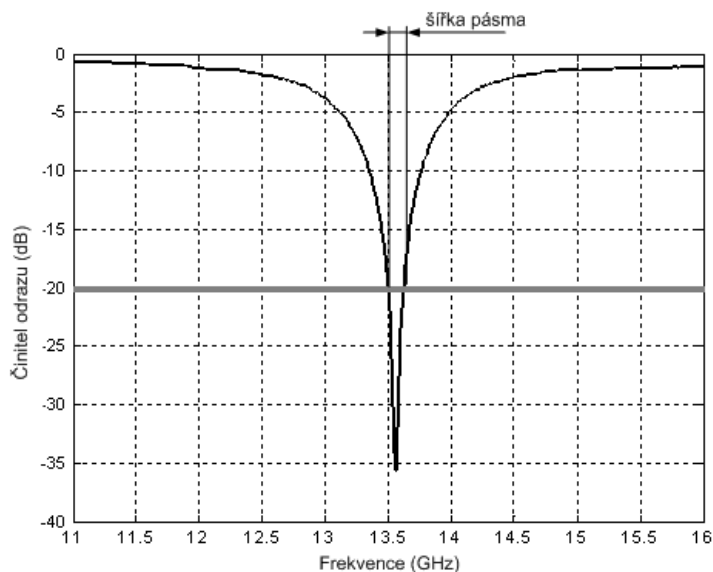
kde U_{\max} a U_{\min} je napětíové maximum, resp. minimum, stojatého vlnění. V případě impedančního přizpůsobení je $PSV = 1$, respektive $R = 0$.

Z hlediska výkonové bilance jsou důležité ztráty L_I v dB, které vzniknou impedančním nepřizpůsobením antény:

$$L_I = -10 \log(1 - |R|^2). \quad (2.5)$$

2.2 Šířka pásma

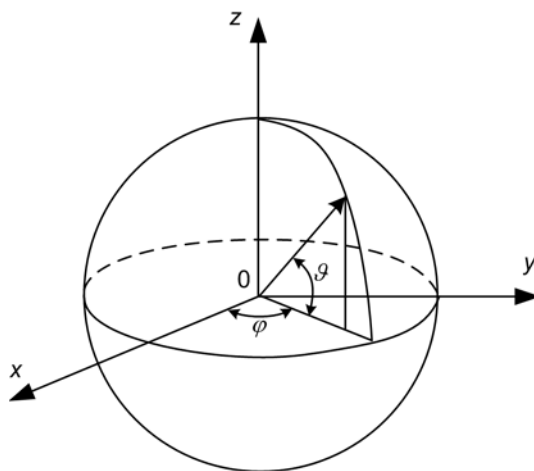
Impedance antény je obvykle silně frekvenčně závislá na typu antény a determinuje tak i frekvenční šířku pásma antény (*frequency bandwidth*). Jak naznačuje frekvenční závislost činitele odrazu rezonanční antény na obr. 2.1, šířka pásma vychází z požadavku na přizpůsobení antény. Na zmíněném obrázku je limitním případem pro činitele odrazu -20 dB (PSV je cca 1,2). Mimo pracovní frekvenční pásmo anténa pro danou aplikaci odráží příliš mnoho výkonu. Z obvodového hlediska lze tedy na anténu nahlížet jako na frekvenční filtr.



Obr. 2.1 Určení šířky frekvenčního pásma z přizpůsobení rezonanční antény

2.3 Vyzařování

Nyní prostudujme anténu z prostorového hlediska, tj. jak vyzařuje energii do jednotlivých směrů prostoru. K popisu vyzařování elektromagnetické vlny použijeme sférickou souřadnou soustavu, kde každý směr (s anténou ve středu) je popsán dvěma úhly – azimutem φ a elevací ϑ (obr. 2.2).

Obr. 2.2 Sférická souřadná soustava; azimut φ ($0^\circ \div 360^\circ$), elevace ϑ ($-90^\circ \div +90^\circ$)

Jestliže se nacházíme ve velmi velké vzdálenosti od antény, můžeme v bodě pozorování považovat vyzářenou kulovou vlnu za rovinnou, tj. malá část kulové vlnoplochy ve velké vzdálenosti se jeví jako rovinná. Pro tuto vzdálenost, tzv. poloměr vzdálené zóny (*far field*), se pro plošné antény obvykle používá vztah:

$$d_{ff} = \frac{2D^2}{\lambda} \quad , \quad (2.6)$$

kde D je největší příčný rozměr antény a λ vlnová délka. Vztah vychází z podmínky, že fázová chyba na rovinné vlnoploše v dané vzdálenosti může být v rámci apertury D maximálně $\pi/8$. Pro $D < \lambda$ se ještě v (2.6) na pravé straně přičítá vlnová délka. Všechny anténní parametry jsou platné pouze ve vzdálené zóně, tj. za vzdáleností d_{ff} .

2.4 Izotropický zářič

Jako referenční anténa se používá tzv. izotropický zářič (*isotropic radiator*). Jedná se o idealizovanou anténu, která vyzařuje do všech směrů vlnu o stejné amplitudě, fázi i polarizaci. Pro výkonovou hustotu vyzařené vlny ve vzdálenosti d od antény pak platí:

$$w = \frac{P_{\text{vyz}}}{4\pi d^2} \quad (2.6)$$

Jedná se o celkový vyzařovaný výkon P_{vyz} dělený plochou koule o poloměru d . Intenzitu vyzařování definujeme jako výkon vyzařovaný do jednotkového prostorového úhlu, tj.:

$$U = d^2 w = \frac{P_{\text{vyz}}}{4\pi} \quad (2.7)$$

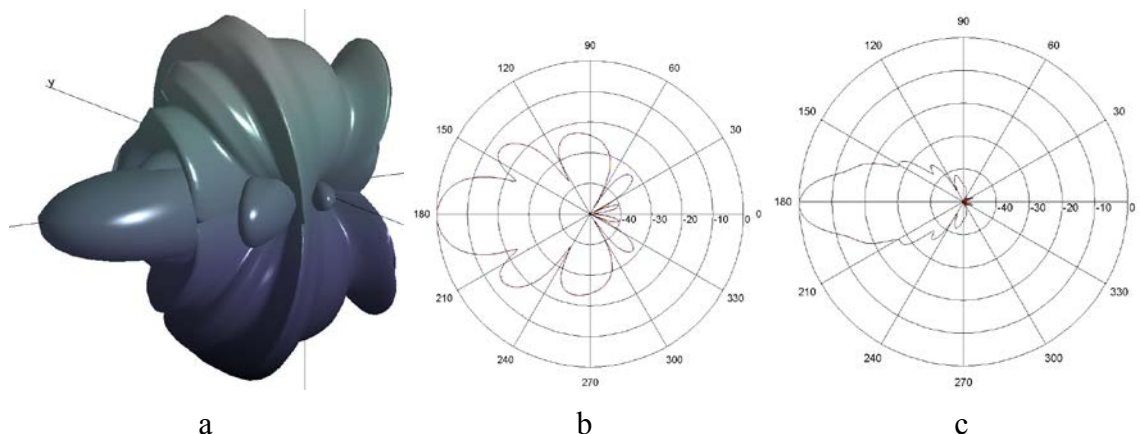
2.5 Směrová anténa

Reálná anténa vyzařuje do každého směru vlnu s různou amplitudou, fází i orientací vektoru intenzity elektrického pole:

$$\mathbf{E} = C e^{j\psi} \mathbf{a}_0 F(\vartheta, \varphi) \frac{e^{-jkd}}{d} \quad (2.8)$$

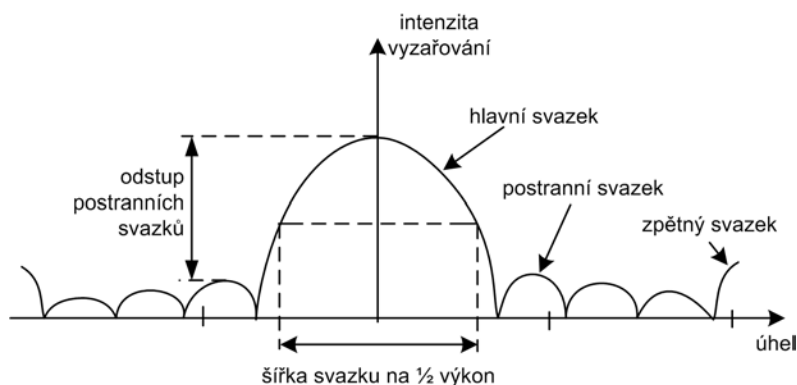
kde $C e^{j\psi}$ je komplexní konstanta závislá na buzení antény, \mathbf{a}_0 je jednotkový vektor udávající směr vektoru intenzity elektrického pole E , tj. polarizaci. Člen $\frac{e^{-jkd}}{d}$ vyjadřuje změnu amplitudy a fáze při šíření kulové vlny. Funkce sférických úhlů F definuje směrové vlastnosti antény a je nazývána směrová nebo vyzařovací charakteristika (*radiation pattern*). Jelikož je velmi obtížné obecně postihnout směrové vlastnosti reálné antény z hlediska fáze a polarizace, pracujeme většinou pouze s amplitudovou směrovou charakteristikou. Na anténu tedy lze pohlížet jako na frekvenční a prostorový filtr.

Příklad směrové charakteristiky trychtýřové antény je znázorněn na obr. 2.3. Obecně se jedná o třírozměrnou funkci azimutu a elevace (obr. 2.3 a), v praxi však zpravidla pracujeme pouze s jejími řezy. Obvykle jsou dostačující dva příčné řezy procházející hlavní osou antény (obr. 2.3 b) a c). Řezy označujeme buďto podle orientace antény vůči zemi jako horizontální a vertikální nebo obecněji podle orientace vektorů pole jako řez pro E-rovinu (*E-plane*) a H-rovinu (*H-plane*). Obvykle pracujeme s tzv. normovanou směrovou charakteristikou, kdy celou funkci vydělíme její maximální hodnotou. Maximum je pak rovno 1, resp. 0 dB.



Obr. 2.3 Příklad směrové charakteristiky trychtýřové antény; a) 3D zobrazení, b) vertikální c) horizontální řez

Řez směrovou charakteristikou je možné zobrazit i v kartézských souřadnicích, viz obr. 2.4. Na uvedeném obrázku jsou definovány i některé skalární parametry, které popisují směrové vlastnosti antény. Nejdůležitější je šířka svazku pro pokles vyzařování na poloviční výkon (*HPBW – Half Power Beam Width*) a odstup postranních (vedlejších) svazků (laločků, maxim), který vypovídá o tom, jak anténa vyzařuje mimo hlavní svazek (*side lobe level/ratio*).



Obr. 2.4 Směrová charakteristika antény – definice základních pojmů

Směrové vlastnosti antén v daném směru lze vyjádřit i pomocí tzv. směrovosti D (*directivity*):

$$D(\vartheta, \varphi) = \frac{U(\vartheta, \varphi)}{U_0} \quad , \quad (2.9)$$

kde U_0 je intenzita vyzařování referenčního zářiče a $U(\vartheta, \varphi)$ je intenzita vyzařování do dané elevace a azimutu při stejném celkovém vyzařeném výkonu. Směrovost je funkcí směru, ale není-li uvedeno jinak, v praxi obvykle automaticky uvažujeme maximální směrovost, tj. směrovost do směru maxima vyzařování antény.

Když za referenční zářič zvolíme izotropický zářič, dosadíme za U_0 z (2.101) a dostaneme:

$$D_{\max} = D = \frac{U_{\max}}{U_0} = \frac{4\pi U_{\max}}{P_{\text{vyz}}} = \frac{4\pi}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi |F_n^2(\vartheta, \varphi)| \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\varphi} \quad , \quad (2.10)$$

kde F_n je normovaná směrová charakteristika antény z $F_n(\vartheta, \varphi) = \frac{F(\vartheta, \varphi)}{\max[F(\vartheta, \varphi)]}$.

2.6 Zisk antény

Uvážíme-li i ztráty v anténě, tj. její účinnost η , získáváme základní anténní parametr - zisk (*gain*):

$$G = \eta D = \frac{4\pi U}{P_v} \quad , \quad (2.11)$$

kde P_v je výkon vysílače vstupující do antény. Zisk většinou vyjadřujeme v decibelech:

$$G_{dB} = 10 \log G \quad . \quad (2.12)$$

Zisk antény je definován jako poměr výkonu na vstupu bezeztrátové referenční antény ku výkonu na vstupu dané reálné antény za podmínky, že intenzita vyzařování obou antén je v daném směru a vzdálenosti shodná. Dle volby referenční antény se lze v radiotechnice setkat se třemi způsoby vyjádření zisku:

1. Absolutní či izotropický zisk, kdy je referenční anténou izotropický zářič. Někdy se tato skutečnost zdůrazňuje v symbolu jednotek přidáním „i“ za dB, tj. dBi.
2. Zisk vztažený vůči půlvlnnému dipólu, který má zisk vůči izotropickému zářiči cca 2 dB.
3. Zisk vztažený vůči elementárnímu monopólu nad vodivou rovinnou zemí (kolmo nad zemí umístěný monopól s mnohem menší délkou než je čtvrtina vlnové délky).

Tab. 2.1 udává některé hodnoty zisku základních antén. Zdůrazněme, že standardně je zisk antény platný pro vzdálenou zónu antény umístěné ve volném prostoru. Nutno uvést, že překážky v blízkosti antény mohou významným způsobem ovlivnit hodnotu anténních parametrů. Asymetrická anténa těsně nad vodivou zemí má obecně zisk dvojnásobný (o 3 dB vyšší) než odpovídající symetrická anténa ve volném prostoru.

Anténa	$G (-)$	$G (dBi)$
Izotropický zářič	1	0
Elementární dipól	1,5	1,75
Půlvlnný dipól	1,64	2,15
Elementární monopól/dipól na dokonale vodivé zemi	3	4,8
Čtvrtvlnný monopól na dokonale vodivé zemi	3,3	5,2

Tab. 2.3 Hodnoty zisku základních typů antén

2.7 Efektivní vyzářený výkon

Pro řadu aplikací je účelné zavést tzv. efektivní vyzářený výkon, který je definován jak součin zisku antény a vstupního výkonu, pak tedy fyzikální rozměr odpovídá výkonu. V logaritmické míře jde o součet hodnot v dB. Podobně jako zisk, jenž můžeme vyjádřit pro tři různé referenční antény, existují též i tři podoby efektivního vyzářeného výkonu:

- ekvivalentní izotropicky vyzářený výkon EIRP (*Equivalent Isotropically Radiated Power*) – použit izotropický zisk
- efektivní vyzářený výkon ERP (*Effective Radiated Power*) – použit zisk vůči půlvlnnému dipólu
- EMRP (*Effective Monopole Radiated Power*) – použit zisk vůči elementárnímu monopólu nad vodivou zemí.

2.8 Polarizace antény

Polarizace antény je daná polarizací vyzářené vlny. Obvyklé typy antén pracují buď s lineární polarizací, typicky orientovanou horizontálně či vertikálně vůči zemi, nebo polarizací kruhovou. Schopnost antény oddělit od sebe křížové polarizace se nazývá odstup křížové polarizace či osový poměr (*Axial Ratio*). V případě, že v rádiovém spoji má vysílací a přijímací anténa odlišnou polarizaci, např. tím, že je jedna z antén pootočena kolem své osy, vznikají polarizační ztráty, které lze pro lineární polarizaci vyjádřit vztahem:

$$L_{pol} = |\cos \psi|^2, \quad (2.13)$$

kde ψ je úhel, který svírají osy polarizace obou antén. V případě tzv. polarizačního přizpůsobení je $L_{pol} = 1$.

2.9 Efektivní plocha antény

Efektivní plocha (apertura) A_{ef} (m²) antény (*effective aperture*) je definována vztahem:

$$P_P = w_{dop} A_{ef} \quad , \quad (2.14)$$

kde P_P je výkon na impedančně přizpůsobeném výstupu z antény dodávaný na zátěž a w_{dop} je dopadající výkonová hustota. Obecně je efektivní plocha antény funkcí směru podobně jako zisk. Vztah mezi ziskem a efektivní plochou:

$$A_{ef} = \left(\frac{\lambda^2}{4\pi} \right) G \quad (2.15)$$

umožňuje přibližný odhad zisku pro plošné antény:

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} \eta S \quad , \quad (2.16)$$

kde S je fyzická plocha antény a η tzv. účinnost využití apertury, která se např. u reflektorových antén typicky pohybuje v intervalu 0,45 – 0,65.

3 Bezdrátový přenos

3.1 Frekvenční spektrum

Volba frekvence je z hlediska šíření elektromagnetické vlny i konkrétní radiokomunikační služby naprosto zásadní. Frekvenční spektrum je přírodní bohatství, se kterým je nutné náležitě hospodařit. Použití jednotlivých pásem je nezbytné koordinovat v celosvětovém měřítku. Nejvýznamnější v této oblasti je Mezinárodní telekomunikační unie ITU, která spadá pod OSN, jejímž hlavním cílem je efektivně přidělovat frekvenční spektrum a povolené vysílací výkony (nejčastěji i vztahené k šířce poskytovaného frekvenčního pásma) jednotlivým službám a mezinárodně koordinovat úsilí vedoucí k zamezení rušení mezi rádiovými stanicemi v různých zemích. V rámci jednotlivých studijních skupin jsou formulovány dílčí problémy a vydávána pravidla či doporučení pro telekomunikace. Z hlediska problematiky šíření vln jsou klíčová doporučení ITU-R (*International Telecommunication Union – Radiocommunication Sector*), zejména studijní skupiny SG3 (*Radiowave propagation*). Doporučení ITU-R jsou většinou sestavována na základě široké mezinárodní spolupráce, a proto je lze považovat za jakousi referenci při plánování rádiových spojů. Na národní úrovni je hospodaření s frekvenčním spektrem svěřeno vládním institucím. Členské země respektují pravidla ITU jakožto závazná. V České republice je výkonným regulačním orgánem Český telekomunikační úřad (ČTÚ), který rozdělení frekvenčního spektra podrobně definuje v Plánu přidělení kmitočtových pásem. Zde, pro potřeby studia šíření elektromagnetických vln v jednotlivých frekvenčních pásmech, uvedeme pouze názvoslovné rozdělení frekvenčního spektra, viz tab. 3.1.

Číslo pásma	Mezinárodní zkratka	Frekvence	Vlnová délka	Český ekvivalent	Metrické označení
3	ULF	300 Hz – 3 kHz	1000 km-100 km	EDV, extrémně dlouhé vlny	hkm, hektokilometrické vlny,
4	VLF	3 kHz – 30 kHz	100 km-10 km	VDV, velmi dlouhé vlny	Mm, myriametrové vlny
5	LF	30 kHz – 300 kHz	10 km-1 km	DV, dlouhé vlny	km, kilometrové vlny
6	MF	300 kHz – 3 MHz	1 km-100 m	SV, střední vlny	Hm, hektometrové vlny
7	HF	3 MHz – 30 MHz	100 m-10 m	KV, krátké vlny	Dm, dekametrové vlny
8	VHF	30 MHz – 300 MHz	10 m-1 m	VKV, velmi krátké vlny	m, metrové vlny
9	UHF	300 MHz – 3 GHz	1 m-10 cm	UKV, ultra krátké vlny	dm, decimetrové vlny
10	SHF	3 GHz – 30 GHz	10 cm-1 cm	SKV, super krátké vlny	cm, centimetrové vlny
11	EHF	30 GHz- 300 GHz	1 cm-1 mm	EKV, extrémně krátké vlny	mm, milimetrové vlny

Tab. 3.1 Označení frekvenčních pásem pro rádiový přenos dle ČSN IEC 60050-713 a ITU-R V.431

Radiokomunikační služba je podle definovaná jako služba zahrnující přenos, vysílání a/nebo příjem rádiových vln k specifickým telekomunikačním účelům. Jednoznačná definice konkrétních typů služeb je nutná pro správu frekvenčního spektra, nicméně, jak bude později názorně ukázáno, typ služby je zásadní i pro studium, resp. modelování, šíření signálu nezbytného při plánování dané služby. Pro potřeby dalšího textu zde definujeme jen tři základní typy pozemního rádiového spoje:

- Pevnou službu (pevný spoj „bod-bod“) jako radiokomunikační službu mezi stanovenými pevnými body (pozemními rádiovými stanicemi).
- Pozemní pohyblivou službu (mobilní spoj) jako službu mezi základnovými stanicemi a pozemními pohyblivými stanicemi nebo mezi pozemními pohyblivými stanicemi navzájem.
- Rozhlasovou službu (spoj „bod-plocha“) jako radiokomunikační službu, jejíž vysílání jsou určena k přímému příjmu širokou veřejností (rozhlas, televize aj.).

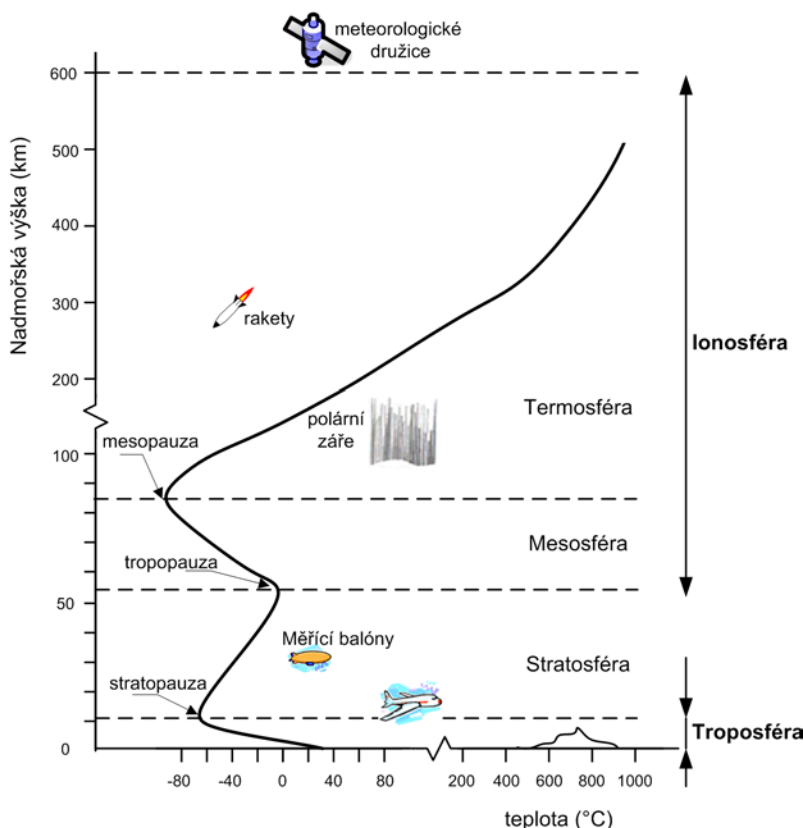
Spoje pro ostatní služby (např. radionavigační) lze většinou z hlediska geometrie pro účely modelování šíření vln přiřadit k jednomu ze tří výše uvedených případů.

3.2 Zemská atmosféra

Zemskou atmosféru lze dělit na troposféru (0 - 11 km), stratosféru (11 - 60 km), ionosféru (60 - 600 km) a exosféru (nad 600 km), přičemž hranice mezi jednotlivými vrstvami jsou pouze orientační a mohou se měnit podle geografické polohy i času. Z hlediska pozemních rádiových spojů je důležitá zejména nejnižší vrstva - troposféra - a dále vrstva schopná za jistých podmínek odrazet elektromagnetické vlny - ionosféra.

Troposféra je výrazně ovlivněna povětrnostními vlivy, které mají vliv mimo jiné i na šíření elektromagnetických vln. Z uvedeného důvodu je pro problematiku šíření vln důležitá i meteorologie. Díky větru je troposféra „promíchána“ a její chemické složení je téměř konstantní. Z hlediska šíření vln je důležité především studium srážek a rozložení teploty, tlaku a vlhkosti vzduchu. Je však jasné, že se jedná o obecně náhodné jevy podmíněné geografickou polohou, denní dobou a dalšími faktory, takže hlavním prostředkem k jejich popisu jsou dlouhodobá experimentální pozorování. Na obr. 3.1 je znázorněn typický průběh výškového profilu teploty.

Nad hranicí troposféry se složení atmosféry s výškou mění. Co se týče ionosféry, ta - jak ostatně napovídá název samotné vrstvy - obsahuje nabitě ionizované částice – ionty, díky nimž může dojít k odrazu či vedení vlny.



Obr. 3.1 Vrstvy zemské atmosféry s výškovou změnou teploty

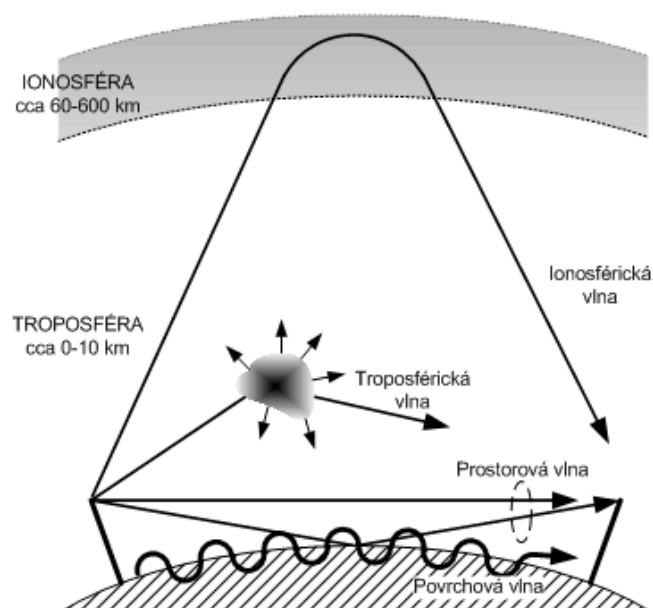
3.3 Způsoby šíření vln pro pozemní rádiové spoje

Obr. 3.2 ilustruje základní způsoby šíření vlny mezi dvěma pozemními stanicemi. Vybuzení jednotlivých mechanismů či módů přenosu je podmíněno příslušnou frekvencí a geometrií spoje. Zde provedeme pouze výčet jednotlivých způsobů šíření, o kterých bude poté podrobněji pojednáno v následujících kapitolách.

- Přízemní povrchová vlna (*ground wave – surface wave*) se šíří podél rozhraní země-vzduch. Z hlediska radiokomunikací je významná zhruba do frekvencí řádu jednotek megahertzů, především pro rozhlasovou službu, radionavigační aplikace i místní spoje.
- Přízemní prostorová vlna (*ground wave – space wave*) se uplatní především na vyšších frekvencích, tj. od desítek megahertzů výše, téměř ve všech typech rádiových služeb. Jak naznačuje obr. 3.2, prostorová vlna se může šířit buď přímo nebo jako vlna s interakcí (např. odraz) s terénem nebo jinou překážkou. Nad hladkým povrchem Země mluvíme o přímé a odražené vlně.
- Specifickým způsobem šíření prostorové vlny je tzv. šíření vlnovodným kanálem (*ducting*), které však není na obr. 3.2 pro přehlednost vyznačeno. K tomuto druhu šíření dochází díky ohybovým (refrakčním) jevům v troposféře, kdy se prostorová vlna může šířit i na velmi velké vzdálenosti za horizont. Tento jev, který se vyskytuje na frekvencích nad cca 500 MHz, bude podrobně popsán v kapitole věnované troposférické refrakci.

- Troposférická vlna (*tropospheric wave*) využívá rozptylu či odrazu na nehomogenitách v troposféře. V troposféře se zpět k zemi odráží (rozptyluje) pouze malá část vysílané energie, lze však realizovat spojení až daleko za optický horizont. Spojení troposférickou vlnou je možné provozovat na frekvencích od stovek megahertzů do cca jednotek gigahertzů. Ačkoliv s rozvojem družicových služeb význam těchto spojů poklesl, je tento mechanismus šíření důležitý zejména při hledání zdrojů rušení.
- Ionosférická vlna (*sky wave, ionospheric wave*) je velmi významná pro dálkové spoje především v pásmu krátkých vln. Ionizované prostředí způsobuje postupné zakřívování dráhy vlny až po její zpětné otočení k povrchu Země, což lze zjednodušeně interpretovat jako odraz od ionosféry. Obecně lze konstatovat, že od ionosféry se v zásadě odrážejí vlny delší než cca 10 m, tj. frekvence do cca 30 MHz. Nutno zmínit, že návrh ionosférického spoje komplikuje značná časová a geografická proměnlivost stavu ionosféry.

Při plánování pozemních spojů je zapotřebí pamatovat i na kombinaci těchto základních mechanismů šíření. Např. pro spoj v pásmu dlouhých vln je během dne dominantní přízemní vlna, jelikož spodní vrstvy ionosféry případnou ionosférickou vlnu silně ztlumí, zatímco v noci, kdy po západu Slunce ionizace spodních vrstev ionosféry zeslábné, je dominantní přenos vlnou ionosférickou.



Obr. 3.2 Základní mechanismy šíření elektromagnetické vlny v atmosféře mezi pozemními rádiovými stanicemi

Též je vhodné uvést, že existují i jiné, z hlediska moderních radiokomunikací méně významné, mechanismy, které však obr. 3.2 neznázorňuje. Mezi ně patří mimo již zmiňované šíření vlnovodným kanálem v troposféře např. i šíření vln v pásmech VLF/ELF v tzv. podzemním vlnovodu či vlnovodu tvořeném zemským povrchem a ionosférou.

3.4 Úniky

Nyní se zaměříme na ztráty šířením, tj. útlum, který vznikne šířením vlny mezi vysílací a přijímací anténou. Příčin ztrát šíření může být podle konkrétních podmínek celá řada:

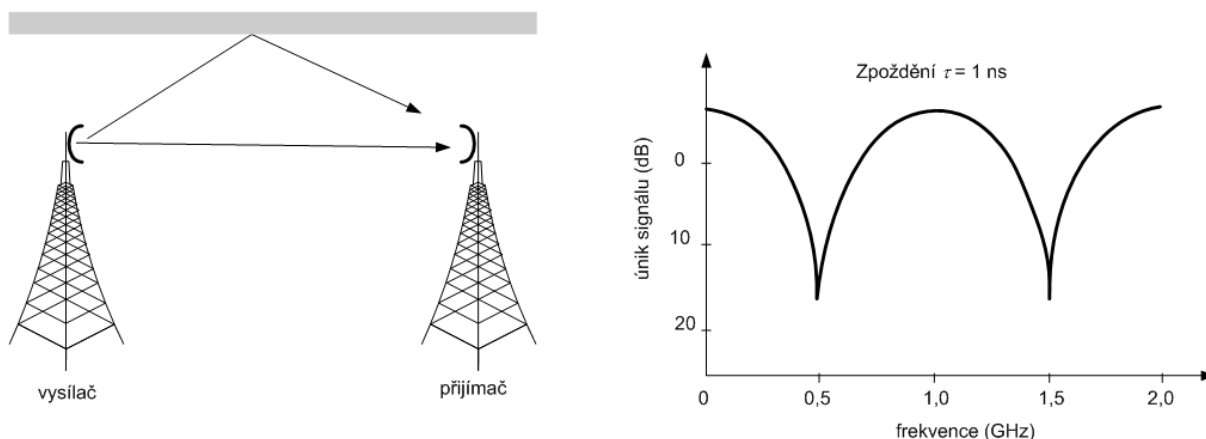
- ztráty volným prostorem
- difrakční ztráty vlivem zastínění překážkou (terén, vegetace, zástavba,...)
- útlum atmosférickými plyny
- ztráty vícecestným šířením
- ztráty rozptylem vlivem anomální refrakce
- ztráty vlivem scintilací
- ztráty vlivem změny úhlu odchodu a dopadu vlny
- útlum hydrometeory (déšť, kroupy,...)
- ztráty v ionosféře, aj.

Je evidentní, že některé mechanismy jako jsou ztráty volným prostorem působí stále, zatímco jiné (např. útlum hydrometeory) působí zcela náhodně podle povětrnostních vlivů. Náhodnému kolísání útlumu šířením říkáme úniky (*fading*). Poznamenejme též, že některé výše vyjmenované jevy způsobují při šíření vlny i záporný útlum, tj. zlepšení výkonové bilance (*enhancement*), což může hrát velmi negativní roli při vzájemném rušení mezi rádiovými systémy. Podle charakteru rozlišujeme různé dále specifikované typy úniků.

Ploché úniky (*flat fading*) způsobují konstantní útlum na celém frekvenčním pásmu daného přenosu (proto „ploché“), jejich změny jsou obvykle pomalé a nemá na ně vliv případná změna polohy antén (v rámci jednotek násobků vlnové délky). Typickou příčinou u pevných spojů je atmosférická refrakce, která způsobí vychýlení hlavního směru přenosu elektromagnetické energie.

Ze skupiny plochých úniků se někdy vyčleňují tzv. absorpční úniky způsobené absorpcí v atmosféře, typicky dešťovými srážkami. Platí pro ně stejná charakteristika jako pro úniky ploché.

Frekvenčně selektivní úniky (*frequency selective fading*, *multipath fading*) jsou charakterizovány proměnlivým útlumem vzhledem k frekvenčnímu pásmu přenosového kanálu. Typický příklad je znázorněn na obr. 3.3.



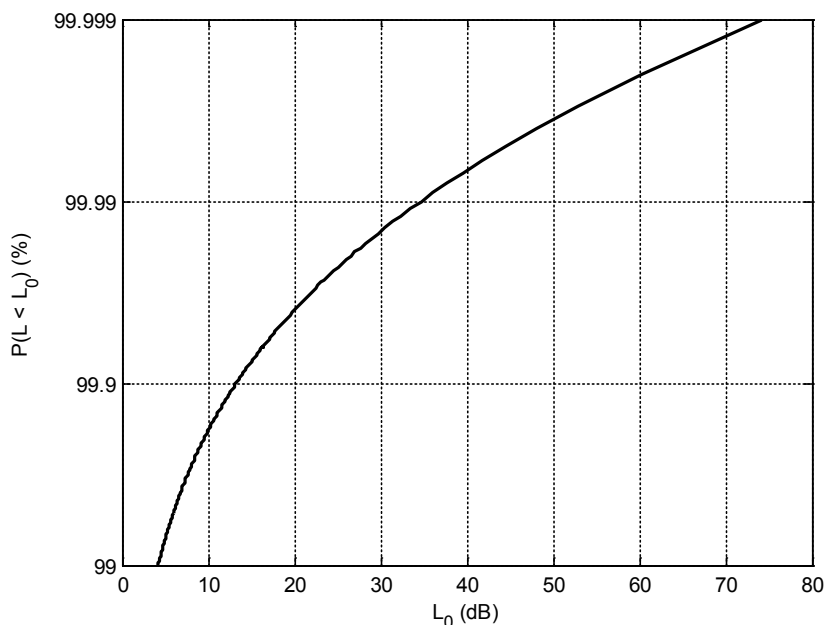
Obr. 3.3 Frekvenčně selektivní únik způsobený vícecestným šířením

Příčinou úniků je vícecestné šíření, kdy se v místě příjmu sčítají minimálně dvě vlny, a to primární a druhotná. Z uvedeného důvodu se někdy selektivní úniky označují jako interferenční. V případě, že obě vlny mají srovnatelnou amplitudu ale opačnou fázi, dochází k jejich odečtení, tj. k hlubokému úniku. Za takové situace stačí jen malá změna vlnové délky nebo dráhového rozdílu obou vln (srovnatelná s polovinou vlnové délky) a situace se radikálně změní. Proto se hloubka úniku (hodnota špičkového útlumu) i jeho poloha na frekvenční ose může v čase velmi rychle měnit.

Jediným způsobem jak věrně postihnout náhodné úniky je statistika založená na dlouhodobých měření daných jevů. Pro ilustraci použijme ztráty způsobené dešťovými srážkami na konkrétním spoji. Dlouhodobým měřením ztrát L v dB v čase získáme hustotu pravděpodobnosti $p(L)$, která nám pro daný sledovaný úsek vyjadřuje pravděpodobnost jednotlivých hodnot útlumu. Z praktického hlediska posuzování spolehlivosti spoje je však výhodnější vyjádřit statistiku ve formě kumulativní distribuční funkce (CDF), která nám udává pravděpodobnost, že sledovaná veličina L nabude hodnoty menší než je zvolená hodnota L_0 :

$$F(L) = P(L \leq L_0) \quad (3.1)$$

Řešený případ může vypadat obdobně jako na obr. 3.4. Graf vypovídá např. o tom, že útlum 13,2 dB nebude překročen s pravděpodobností 99,9 %, útlum 34,6 dB s pravděpodobností 99,99 % apod. Pravděpodobnost je možné interpretovat také jako konkrétní procento času v roce, tj. pro náš spoj je možné očekávat, že v 0.001 procenta procenta času v roce (5 minut) bude útlum větší než 74,4 dB atd.



Obr. 3.4 Příklad kumulativní distribuční funkce útlumu deštěm

Uvědomme si, že z hlediska plánování rádiového spoje nás při popisu úniků zajímají jak malá, tak též i velká procenta času. Velká procenta pro sledování šíření užitečného signálu, malá procenta času např. pro studium anomálních možností interferencí (zmínili jsme se, že jevy v atmosféře mohou způsobit i nárůst úrovně signálu).

3.5 Výkonová bilance rádiového spoje

Základním požadavkem daným požadovanou kvalitou spoje je minimální úroveň přijatého výkonu na vstupu přijímače. Lze ji vyjádřit buď přímo jako prahovou výkonovou úroveň P_{Pmin} nebo prahovou hodnotou poměru signál/šum SNR_{min} . Musí tedy platit:

$$P_{Pmin} \leq P_p = P_v + G_v + G_p - L_c - L_{ost}, \quad (3.2)$$

resp.

$$SNR_{min} \leq SNR = P_p - 10 \log(kT_e B) = P_v + G_v + G_p - L_c - L_{ost} - 10 \log(kT_e B), \quad (3.3)$$

kde L_c představuje celkové ztráty způsobené šířením a L_{ost} všechny ostatní ztráty v systému; vše v dB. Zjednodušíme situaci a představme si přenosový řetězec podle obr. 3.5, kde jedinou složkou ztrát L_{ost} bude útlum napájecích kabelů obou antén.



Obr. 3.5 Základní přenosový řetězec rádiového spoje

Dále si rozdělíme celkové ztráty šířením na dvě složky:

$$L_c = L_z + L_f, \quad (3.4)$$

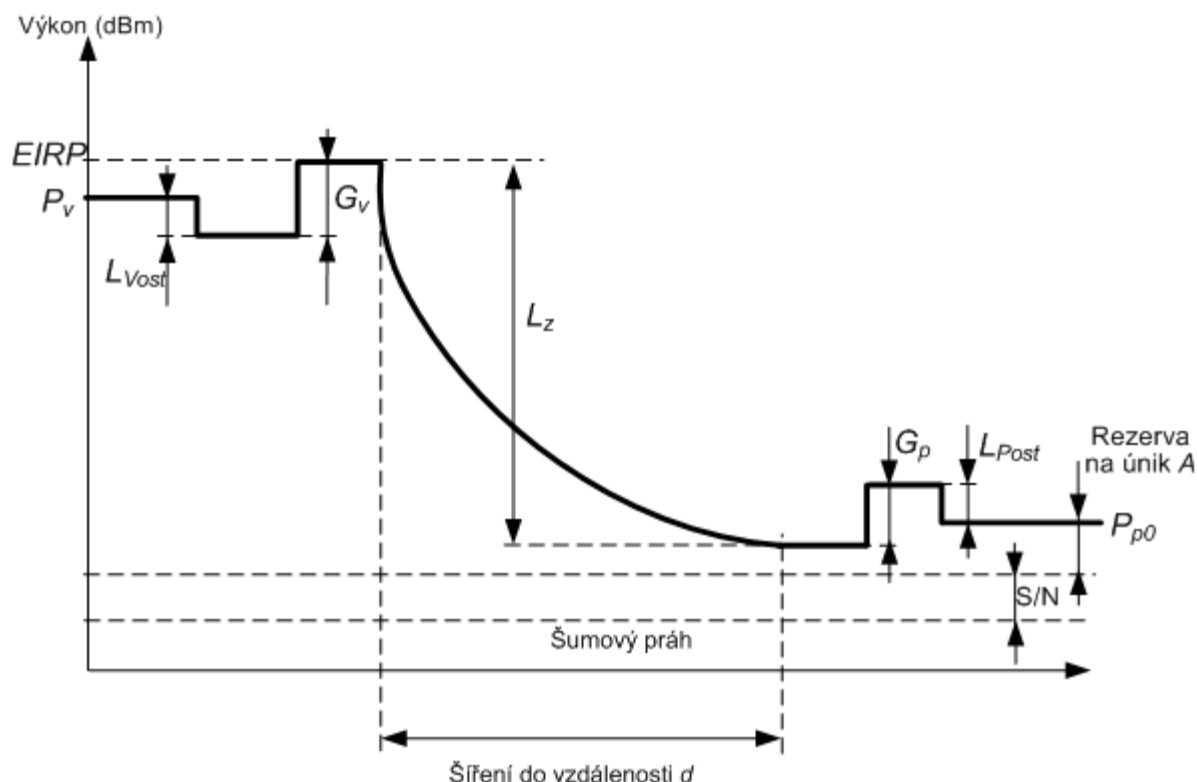
kdy L_z reprezentují základní ztráty šířením při „bezúnikovém“ stavu, tj. jsou stále přítomné, a L_f náhodné úniky, tj. časově proměnné ztráty. Jelikož úniky jsme schopni ve výkonové bilanci zahrnout pouze statisticky, zavedeme tzv. rezervu na únik A (*fade margin*):

$$A = P_{p0} - P_{pmin}, \quad (3.5)$$

kde P_{p0} je přijatý výkon při bezúnikovém stavu, tj. když do (3.2) nezahrneme úniky L_f :

$$P_{p0} = P_v + G_v + G_p - L_z - L_{ost}. \quad (3.6)$$

Vše názorně ilustruje úrovnový diagram na obr. 3.6, kde ztráty L_{ost} jsou vyjádřeny pomocí ztrát v zařízeních na vysílací L_{Vost} a přijímací L_{Post} straně přenosového řetězce.



Obr. 3.6 Úrovnňový diagram výkonové bilance rádiového spoje

Koncept použití rezervy na únik nám dovoluje přímo analyzovat pohotovost spoje. Známe-li rezervu na únik a z modelu šíření patřičnou pravděpodobnost, s jakou tato rezerva bude překročena, známe i pravděpodobnost výpadku spoje, resp. nesplnění stanoveného požadavku na kvalitu spoje. Nebo opačně, při návrhu spoje je dán požadavek na pohotovost spoje, tj. procento času v roce kdy je nutné zaručit potřebnou kvalitu služby. Z celkové statistiky (kumulativní distribuční funkce) úniků relevantních pro daný typ rádiového přenosu získáme rezervu na únik, kterou musíme ve výkonové bilanci zaručit. Do výpočtu vstupují konkrétní parametry systému a spoje, protože např. při použití diverzity pro omezení interferenčních úniků se obecná výchozí statistika úniků změní. Příklad reálné výkonové bilance pevného spoje ilustruje tab. 3.2.

	Downlink (od základnové stanice)	Uplink (k základnové stanici)
Frekvence	28 GHz	28 GHz
Šířka pásma	40 MHz	2 MHz
Vysílaný výkon	27 dBm	15 dBm
Zisk vysílací antény	12 dBi	36 dBi
Zisk přijímací antény	36 dBi	12 dBi
Šumový práh	-98 dBm	-111 dBm
Šumové číslo přijímače	8 dB	8 dB
Požadované S/N	13 dB	13 dB
Rezerva na únik	5 dB	5 dB

Tab. 3.2 Příklad parametrů pro výpočet výkonové bilance rádiového spoje; jedná se o spoj na přímou viditelnost v síti bod-mnohobod pro nesymetrický širokopásmový přenos, kdy je na základnové stanici sektorová anténa a na straně uživatele vysoce zisková anténa ideálně nasměřovaná na základnovou stanici

3.6 Výpočet pokrytí

U některých služeb, např. rozhlasového a televizního vysílání, mobilních služeb aj., je cílem modelu šíření stanovit v dané oblasti tzv. pokrytí (*coverage*). Toto pokrytí můžeme definovat jako hodnotu sledovaného parametru v daném místě. Oproti pevnému spoji však nyní k náhodnosti v čase přistupuje i náhodnost v poloze. Je možné se s tímto vypořádat např. tak, že pro dané místo o definované ploše (např. 100 x 100 m) jsou modelované úrovně udávány podobně jako pro klasický radioreléový spoj (bod – bod) distribuční funkcí pro jednotlivá procenta času, navíc však s podmíněnou platností pro určité procento plochy.

Úroveň pokrytí v daném místě se udává buď jako intenzita elektrického pole nebo jako výkon přijatý referenční anténou, typicky izotropickým zářičem. Uvedme si přepočty mezi oběma způsoby. Výkon přijatý izotropickým zářičem vypočítáme z výkonové hustoty dané intenzitou elektrického pole:

$$P = A_{ef} w_{dop} = \frac{\lambda^2}{4\pi} G \frac{E^2}{120\pi} = \frac{c^2}{480\pi^2 f^2} E^2, \quad (3.7)$$

kde jsme za zisk izotropického zářiče dosadili $G = 1$.

Praktičtější je vyjádřit intenzitu elektrického pole E v dB(μV/m):

$$E_{dBu} = 20 \log \frac{E}{10^{-6}} = 20 \log E - 20 \log 10^{-6}, \quad (3.8)$$

výkon přijatý izotropickým zářičem v dBm a frekvenci v MHz:

$$\begin{aligned} P_{dBm} &= 10 \log \frac{P}{10^{-3}} = 10 \log \frac{300^2}{480\pi^2 10^{-3} f_{MHz}^2} + 20 \log E = \\ &= 10 \log \frac{300^2}{480\pi^2 10^{-3}} + 20 \log 10^{-6} - 20 \log f_{MHz} + E_{dBu} \end{aligned}$$

Získáme tak jednoduchý přepočet:

$$P_{dBm} = E_{dBu} - 77,2 - 20 \log f_{MHz}. \quad (3.9)$$

Díky decibelové míře, která zaručí úměrnost výkonu, je přepočet pro danou frekvenci pouze otázkou přičtení konstanty. Všimněme si, že do výpočtu se závislost na frekvenci dostala v závislosti na přijímací anténě.

3.7 Modelování šíření vln

V rámci systému nelze vyřešit bezdrátový přenos stejně jednoduše jako např. vypočítat útlum kabelu. Šíření signálu (vlny) v náhodně nestacionárním prostředí lze postihnout tzv. modelem šíření, který se více či méně blíží skutečnosti. Vždy se jedná o kompromis mezi požadavky kladenými na model a komplexností výpočtu.

Podle charakteru výpočtu lze v zásadě dělit modely šíření vln do tří základních skupin:

- Empirické modely jsou založeny čistě na statistické analýze velkého objemu experimentálních dat pro danou typovou úlohu, přičemž měřená data mohou být např. interpolována vhodnou funkcí. Neexistuje zde přímá vazba na fyzikální principy šíření vlny. Platnost takového modelu je pak limitována univerzálností prováděných experimentů. Např. je-li z měření pokrytí uvnitř interiéru odvozena funkce (model)

udávající závislost úrovně signálu na vzdálenosti, nelze tuto funkci aplikovat na predikci šíření na jiné frekvenci a v jiném prostředí než je daný interiér.

- Deterministické (teoretické, fyzikální) modely naopak vycházejí čistě z teorie šíření vln pro více či méně zjednodušený popis úlohy. Jedná se tedy o složité metody primárně vycházející z řešení vlnové rovnice.
- Konečně třetí skupinu tvoří semi-empirické (semi-deterministické) modely představující kombinaci dvou předchozích přístupů.

4 Mechanizmy šíření prostorové vlny v troposféře

4.1 Šíření ve volném prostoru

Elementárním případem je šíření kulové vlny z bodového zdroje ve volném prostoru. V (2.6) jsme vyjádřili výkonovou hustotu ve vzdálenosti d od izotropického zářiče jako:

$$w_v = \frac{P_{\text{vys}}}{4\pi d^2} \quad (4.1)$$

V případě směrové antény bude vztah pro daný směr podobný:

$$w_v = \frac{P_V G_V}{4\pi d^2} \quad (4.2)$$

Oproti vztahu (4.1) nyní přibyl zisk vysílací antény G_V a výkon P_V je tentokrát výkon na vstupu antény (výkon vysílače). Výkonová hustota je v podstatě modulem Poyntingova vektoru, tj.:

$$w_v = |\mathbf{E} \times \mathbf{H}| = \frac{|\mathbf{E}|^2}{120\pi} \quad (4.3)$$

a srovnáním s (4.2) získáme efektivní hodnotu intenzity elektrického pole ve vzdálenosti d :

$$E = \frac{\sqrt{30 P_V G_V}}{d} \quad (4.4)$$

Při šíření ve volném prostoru tedy intenzita elektrického pole klesá nepřímo úměrně se vzdáleností. Nyní si představme ve vzdálenosti d přijímací anténu se ziskem G_P . Přijatý výkon lze z dopadající výkonové hustoty (4.2) vyjádřit pomocí efektivní apertury přijímací antény (2.14) a vztahu mezi efektivní aperturou a ziskem G_P (2.15):

$$P_P = w_v A_{\text{ef}} = \frac{P_V G_V}{4\pi d^2} G_P \frac{\lambda^2}{4\pi} = P_V G_V G_P \left(\frac{\lambda}{4\pi d} \right)^2 \quad (4.5)$$

Získáme tak známou rovnici ideálního přenosu (Friisův vztah):

$$\frac{P_P}{P_V} = G_V G_P \left(\frac{\lambda}{4\pi d} \right)^2, \quad (4.6)$$

kde $\left(\frac{4\pi d}{\lambda} \right)^2$ jsou tzv. ztráty volným prostorem (FSL - *Free Space Loss*). Nejde o klasické ztráty, kdy se energie přeměňuje na teplo, ale o jakési „ředění“ energie v prostoru při šíření kulové vlny. Po převodu do decibelů můžeme obecně napsat přenosovou rovnici, resp. výkonovou bilanci spoje, jako:

$$P_P = P_V + G_V + G_P - L_{FSL} - L, \quad (4.7)$$

kde P_P a P_V jsou výkony v dBm, G_V a G_P zisky antén v dB, L_{FSL} ztráty volným prostorem v dB a L ostatní ztráty v dB, které v (4.6) nebyly zahrnuty. K ostatním ztrátám řadíme především obecné ztráty způsobené při šíření vlny mezi anténami a dále ztráty způsobené impedančním či polarizačním nepřizpůsobením, útlum anténních kabelů apod.

Ztráty volným prostorem v dB:

$$L_{FSL} = 20 \log \left(\frac{4\pi d}{\lambda} \right) \quad (4.8)$$

lze vyjádřit i v praktických jednotkách vztahem:

$$L_{FSL} = 32,4 + 20 \log(f_{MHz}) + 20 \log(d_{km}) \quad (4.9)$$

kde f_{MHz} je frekvence v MHz a d_{km} vzdálenost v km. Přijatý výkon tedy klesá se čtvercem vzdálenosti, neboli jinak řečeno zdvojnásobením vzdálenosti klesne o 6 dB.

4.2 Útlum atmosférickými plyny

Rezonance molekul nekondenzovaných plynů obsažených v atmosféře způsobuje útlum šířících se elektromagnetických vln. Absorpci plyny popisuje tzv. absorpční spektrum, které je na daných frekvencích dáno spektrálními čarami, jenž odpovídají přechodům mezi jednotlivými stabilními energetickými stavy příslušné molekuly. Spektrální čáry však ve skutečnosti nejsou ideálně úzké. Jejich rozšíření způsobuje např. Dopplerův jev, kdy chaotický, teplotně závislý pohyb molekul nenulovou rychlostí vede k Dopplerovskému rozšíření spektrálních čar. Další příčinou útlumu elektromagnetických vln jsou vzájemné kolize mezi molekulami. Tento jev je vyjma teploty závislý též i na hustotě plynu, tj. tlaku.

Na frekvencích do cca 350 GHz, kam spadá pásmo rádiových vln, se v atmosféře nachází pouze několik absorpčních čar způsobených zejména vlivem molekul kyslíku a vodní páry. Uvažujeme-li složení i stav atmosféry (teplota, tlak, vlhkost) konstantní podél uvažované trasy, lze útlum atmosférických plynů vyjádřit jako specifický útlum v dB/km. To lze předpokládat u pozemních spojů s malou elevací (sklonem). Celkový specifický útlum pak lze vyjádřit jako součet specifických útlumů jednotlivých plynů, tj.:

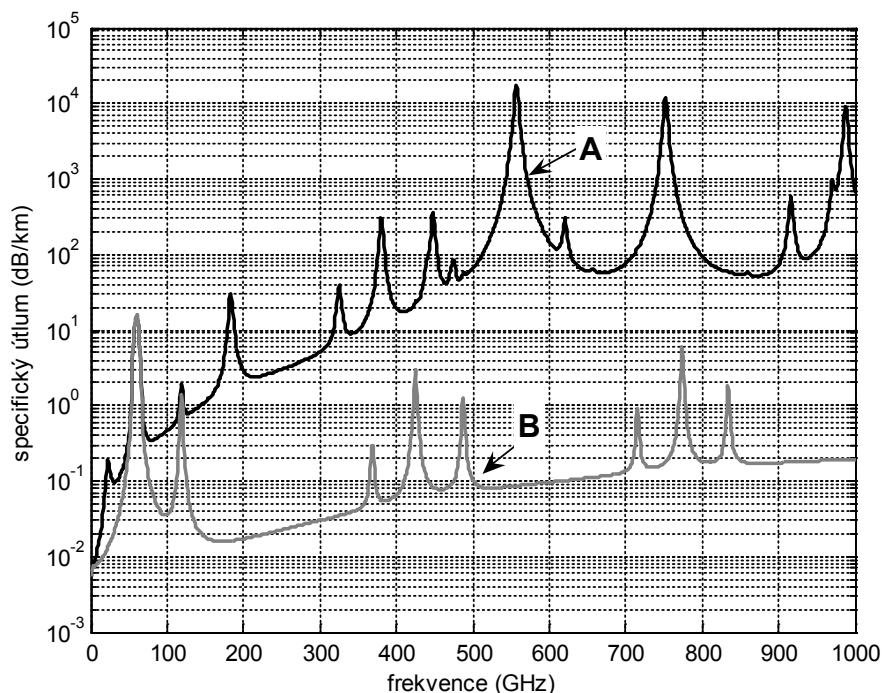
$$\gamma = \gamma_o + \gamma_w \quad (4.10)$$

kde γ_o je specifický útlum plynného kyslíku, resp. útlum suchého vzduchu (*dry air*), a γ_w specifický útlum vodních par (*water vapour*), vše v dB/km. Zdůrazněme, že se jedná o nekondenzovanou vodní páru obsaženou v troposféře - ztráty způsobené kondenzovanými částicemi (hydrometeory) jsou založeny na zcela jiném fyzikálním principu. Celkové ztráty rádiového spoje způsobené absorpcí atmosférickými plyny získáme jako:

$$L_g = d\gamma = d(\gamma_o + \gamma_w) \quad (4.11)$$

kde d je délka spoje v km. Vztah však platí pouze v případě spoje s nulovou elevací, kdy lze předpokládat stejné parametry atmosféry podél celé trasy. V opačném případě, např. v případě družicového spoje nebo pozemního spoje s nenulovou elevací, je nutné brát v potaz změnu vlastností atmosféry s nadmořskou výškou.

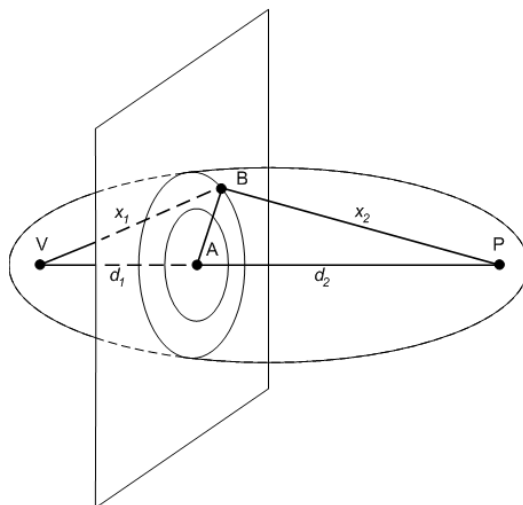
V pásmu do 100 GHz vykazuje molekulární kyslík skupinu spektrálních čar v pásmu v okolí 60 GHz, které mohou splývat. S ohledem na permanentní magnetický moment molekuly kyslíku je určitý útlum elektromagnetických vln vykazován i na nižších frekvencích (obr. 4.1). Molekuly vodní páry vykazují elektrický moment a spektrální čáru 22,2 GHz. Na útlumu se podílí i „okraje“ většího množství spektrálních čar na vyšších frekvencích.



Obr. 4.1 Specifický útlum rádiových vln způsobený absorpcí atmosférickými plyny pro $T = 286 \text{ K}$ a tlak 1013 hPa; A – referenční atmosféra ($7,5 \text{ g/m}^3$), B – suchá atmosféra

4.3 Fresnelovy zóny

Nyní se pokusíme určit objem, který je rozhodující pro přenos elektromagnetické energie vlnou. Podle Huygensova principu můžeme každý bod vlnoplochy, do něhož dospěla vlna v určitém okamžiku, pokládat za nový zdroj sekundární elementární kulové vlny. Vlnoplochu v dalším časovém okamžiku je možné určit jako vnější obalovou plochu všech sekundárních vlnoploch. Dle obr. 4.2 předpokládejme šíření kulové vlny z bodového zdroje V do bodu příjmu v bodě P . Výsledné pole v bodě P si tedy můžeme představit např. jako součet příspěvků od sekundárních elementárních bodových zdrojů vzniklých na rovině kolmé na směr šíření. Poznamenejme též, že v našich úvahách nepočítáme s vlivem polarizace.



Obr. 4.2 Geometrická představa k definici Fresnelových zón

Sekundární zdroje vyzařují imaginární elektromagnetické vlny s amplitudou a fází odpovídající šíření z primárního zdroje V . To znamená, že sekundární zdroje na soustředných kružnicích na rovině kolmé k ose VP přispívají do celkového součtu stejným dílem, neboť mají stejnou fázi, resp. stejnou vzdálenost AB . Při zvětšování poloměru fiktivní kružnice se vzdálenost VBP a tudíž i fáze vlny mění, až se příspěvky sekundárních zdrojů ocitnou v protifázi vůči vlně na přímé spojnici VP , tj. jejich příspěvky se pak odečítají. Takto se na dané rovině kolmé ke směru šíření vytváří soustředné kružnice (obr. 4.3) označované jako Fresnelovy zóny, kdy se střídají místa se souhlasnou a opačnou fází. V rovině rovnoběžné se směrem šíření mají Fresnelovy zóny tvar elips s body V a P umístěnými v ohniscích (viz obr. 4.2). Působení dvou sousedních Fresnelových zón se navzájem téměř ruší, přičemž tato kompenzace se projevuje tím více, čím vyšší je řadové číslo zóny (vzdálenost od spojnice VP). Výsledkem této kompenzace je, že vzájemné působení všech zón je rovnocenné záření, které je vytvořeno v 60% první Fresnelovy zóny.

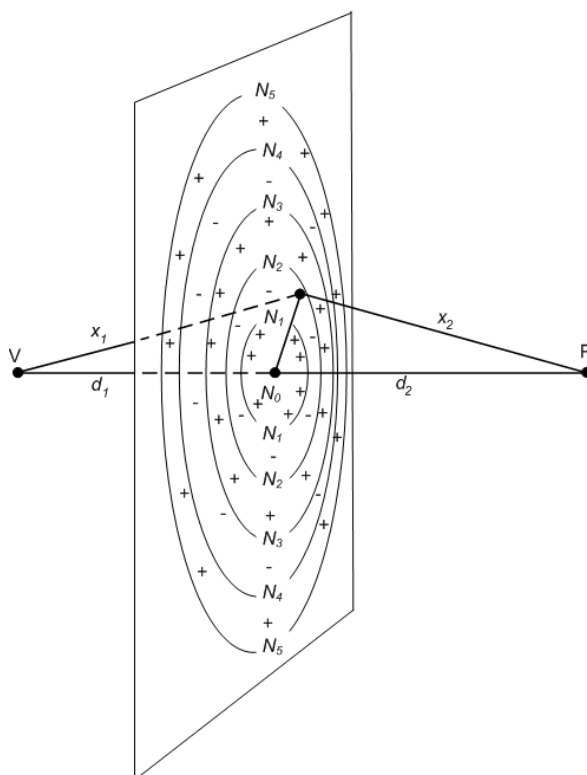
Použijeme-li označení geometrie z obr. 4.2, na hranicích mezi dvěma sousedními zónami platí:

$$(x_1 + x_2) - (d_1 + d_2) = n \frac{\lambda}{2} \quad (4.12)$$

Fresnelovy zóny tvoří elipsoidy s poloměrem b_n :

$$\sqrt{d_1^2 + b_n^2} + \sqrt{d_2^2 + b_n^2} - d_1 - d_2 = n \frac{\lambda}{2} \quad (4.13)$$

kde n je index Fresnelovy zóny $n = 1, 2, \dots$



Obr. 4.3 Fresnelovy zóny

Protože vzdálenosti d jsou mnohem větší než b_n , lze použít následující zjednodušení:

$$\sqrt{d_{1,2}^2 + b_n^2} \approx d_{1,2} + \frac{b_n^2}{2d_{1,2}} \quad (4.14)$$

a vyjádřit poloměr n -té Fresnelovy zóny jako:

$$b_n = \sqrt{\frac{d_1 d_2 n \lambda}{d_1 + d_2}}, \quad (4.15)$$

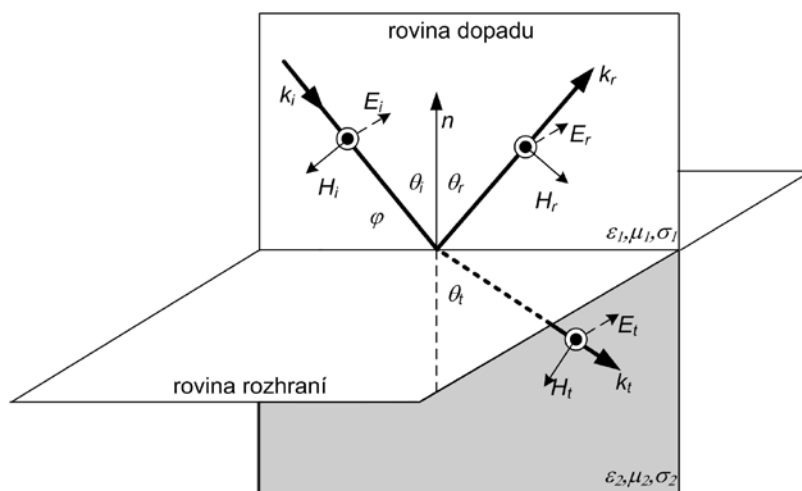
takže poloměr první Fresnelovy zóny (elipsoidu), která je rozhodná z hlediska přenosu elektromagnetické energie je:

$$b_1 = \sqrt{\frac{d_1 d_2 \lambda}{d_1 + d_2}}. \quad (4.16)$$

4.4 Odraz a ohyb vln

Na rozhraní dvou prostředí s odlišnými materiálovými parametry dochází k odrazu (*reflection*) a lomu, resp. refrakci (*refraction*) vlny. Budeme předpokládat nekonečně rozlehlé rovinné rozhraní, pro které lze z Maxwellových rovnic na základě podmínky rovnosti tečných složek vektorů pole na rozhraní odvodit Snellův zákon lomu a odrazu a dále též i tzv. Fresnelovy vzorce, které zde také uvedeme.

Základní geometrii znázorňuje obr. 4.4. Rovinná harmonická vlna dopadá na rozhraní dvou prostředí popsaných materiálovými parametry $\mu_1, \varepsilon_1, \sigma_1$ a $\mu_2, \varepsilon_2, \sigma_2$. Rovinu, ve které leží Poyntingův vektor dopadající vlny a normála roviny rozhraní, nazýváme rovinou dopadu. Dopadající vlna se obecně v místě dopadu částečně odráží a částečně proniká do druhého prostředí. Úhel dopadu θ_i , úhel odrazu θ_r a úhel θ_t , pod kterým se pronikající vlna láme v druhém prostředí, měříme od kolmice k rovině rozhraní. \mathbf{k}_i , \mathbf{k}_r a \mathbf{k}_t jsou vlnové vektory ve směru Poyntingova vektoru vlny dopadající, odražené a pronikající. Obecně pro rovinnou vlnu platí $\mathbf{E} \perp \mathbf{H} \perp \mathbf{k}$.



Obr. 4.4 Odraz rovinné vlny od rovinného rozhraní – kolmá polarizace

Podle Snellova zákona odrazu a lomu platí:

$$\theta_i = \theta_r \quad (4.17)$$

$$k_1 \sin \theta_i = k_2 \sin \theta_t, \quad (4.18)$$

kde k_1 a k_2 jsou konstanty šíření pro obě prostředí. Pro prostředí kde $\mu_1 = \mu_2$ lze zákon lomu vyjádřit:

$$\frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_t} = \frac{k_1}{k_2} = \frac{\sqrt{\mu_1 \varepsilon_1}}{\sqrt{\mu_2 \varepsilon_2}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{r1}}{\varepsilon_{r2}}} = \frac{n_1}{n_2} = \frac{v_2}{v_1} = \frac{Z_2}{Z_1}, \quad (4.19)$$

kde n je index lomu, v je fázová rychlost šíření vlny a Z vlnová impedance daného prostředí.

Nyní vyjádříme poměry amplitud intenzity elektrického pole E_i vlny dopadající, E_r vlny odražené a E_t vlny pronikající Fresnelovými vztahy. Fresnelovy vztahy vycházejí z rovnosti tečných složek pole na rozhraní, je tedy rozhodující i orientace vektoru pole \mathbf{E} dopadající vlny. Rozlišujeme dva základní případy polarizace, na které lze rozložit každou obecně polarizovanou vlnu. Polarizace kolmá, kdy vektor \mathbf{E} je kolmý na rovinu dopadu, odpovídá horizontální polarizaci v případě, že rovinu rozhraní tvoří zemský povrch. Polarizace rovnoběžná, kdy vektor \mathbf{E} je rovnoběžný s rovinou dopadu, odpovídá vertikální polarizaci, představíme-li si rovinu rozhraní jako zemský povrch. Koeficienty odrazu R a prostupu T pro kolmou polarizaci jsou:

$$R_{\perp} = \frac{E_r}{E_i} = \frac{Z_2 \cos \theta_i - Z_1 \cos \theta_t}{Z_2 \cos \theta_i + Z_1 \cos \theta_t} = \frac{Z_2 \cos \theta_i - Z_1 \sqrt{1 - (k_1/k_2)^2 \sin^2 \theta_i}}{Z_2 \cos \theta_i + Z_1 \sqrt{1 - (k_1/k_2)^2 \sin^2 \theta_i}} \quad (4.20)$$

$$T_{\perp} = \frac{E_t}{E_i} = \frac{2Z_2 \cos \theta_i}{Z_2 \cos \theta_i + Z_1 \cos \theta_t} = \frac{2Z_2 \cos \theta_i}{Z_2 \cos \theta_i + Z_1 \sqrt{1 - (k_1/k_2)^2 \sin^2 \theta_i}} \quad (4.21)$$

a pro rovnoběžnou polarizaci:

$$R_{\parallel} = \frac{E_r}{E_i} = \frac{Z_2 \cos \theta_i - Z_1 \cos \theta_t}{Z_2 \cos \theta_i + Z_1 \cos \theta_t} = \frac{Z_2 \sqrt{1 - (k_1/k_2)^2 \sin^2 \theta_i} - Z_1 \cos \theta_t}{Z_2 \sqrt{1 - (k_1/k_2)^2 \sin^2 \theta_i} + Z_1 \cos \theta_t} \quad (4.22)$$

$$T_{\parallel} = \frac{E_t}{E_i} = \frac{2Z_2 \cos \theta_i}{Z_2 \cos \theta_i + Z_1 \cos \theta_t} = \frac{2Z_2 \cos \theta_i}{Z_2 \sqrt{1 - (k_1/k_2)^2 \sin^2 \theta_i} + Z_1 \cos \theta_t} \quad (4.23)$$

Vzorce lze vyjádřit i v jiných variantách, např. pokud úhly měříme od roviny rozhraní či místo vlnové impedance prostředí použijeme komplexní permitivitu nebo index lomu prostředí apod. Pro praktické aplikace uvedeme koeficienty odrazu pro obě polarizace v případě, že vlna dopadá ze vzduchu (vakua) na zemský povrch s parametry $\mu_r = 1$, ε_r , σ pod úhlem φ (měřeno od roviny rozhraní podle obr. 4.4). Kolmou polarizaci označíme jako horizontální:

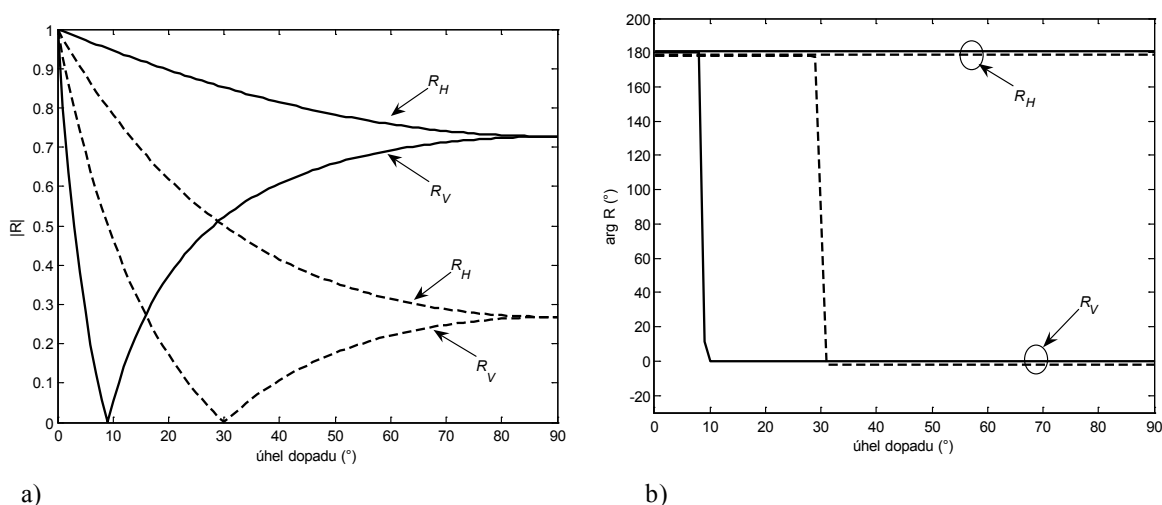
$$R_H = \frac{\sin \varphi - \sqrt{\varepsilon_{kr} - \cos^2 \varphi}}{\sin \varphi + \sqrt{\varepsilon_{kr} - \cos^2 \varphi}} \quad (4.24)$$

a rovnoběžnou jako vertikální vůči zemskému povrchu:

$$R_V = \frac{\varepsilon_{kr} \sin \varphi - \sqrt{\varepsilon_{kr} - \cos^2 \varphi}}{\varepsilon_{kr} \sin \varphi + \sqrt{\varepsilon_{kr} - \cos^2 \varphi}}, \quad (4.25)$$

kde ε_{kr} je komplexní relativní permitivita, která se v případě nevodivého prostředí rovná relativní permitivitě.

Koeficient odrazu je obecně komplexní, má tedy amplitudu a fázi. Na obr. 4.5 jsou pro obě polarizace demonstrovány závislosti koeficientu odrazu na úhlu dopadu φ , parametrech zemského povrchu a frekvenci.



Obr. 4.5 Závislost a) amplitudy; b) fáze koeficientu odrazu na úhlu dopadu pro dobře vodivou zem ($\sigma = 0,03 \text{ Sm}^{-1}$, $\epsilon_r = 40$; zobrazeno plnou čarou) a špatně vodivou zem ($\sigma = 0,0001 \text{ Sm}^{-1}$, $\epsilon_r = 3$; zobrazeno přerušovanou křivkou); frekvence 450 MHz

Je evidentní, že horizontální (kolmá) polarizace se odráží vždy s opačnou fází a při dobře vodivém povrchu se v závislosti na úhlu dopadu příliš nemění, amplituda mírně klesá. Pro velmi malé úhly dopadu a dobře vodivý povrch, což je případ odrazu prostorové vlny od země u většiny pevných pozemních spojů, lze pro obě polarizace zobecnit koeficient odrazu R :

$$R \approx 1e^{j\pi} = -1 \quad (4.26)$$

Se zvětšujícím se úhlem dopadu φ je průběh koeficientu odrazu vertikální (rovnoběžné) polarizace složitější. Amplituda i fáze prudce klesají až do svého minima, kdy je v případě nevodivého povrchu amplituda koeficientu odrazu rovna nule. Příslušný úhel dopadu se nazývá Brewsterův polarizační úhel a obecně jej lze pro dvě ideální dielektrika definovat podle obr. 4.4. jako:

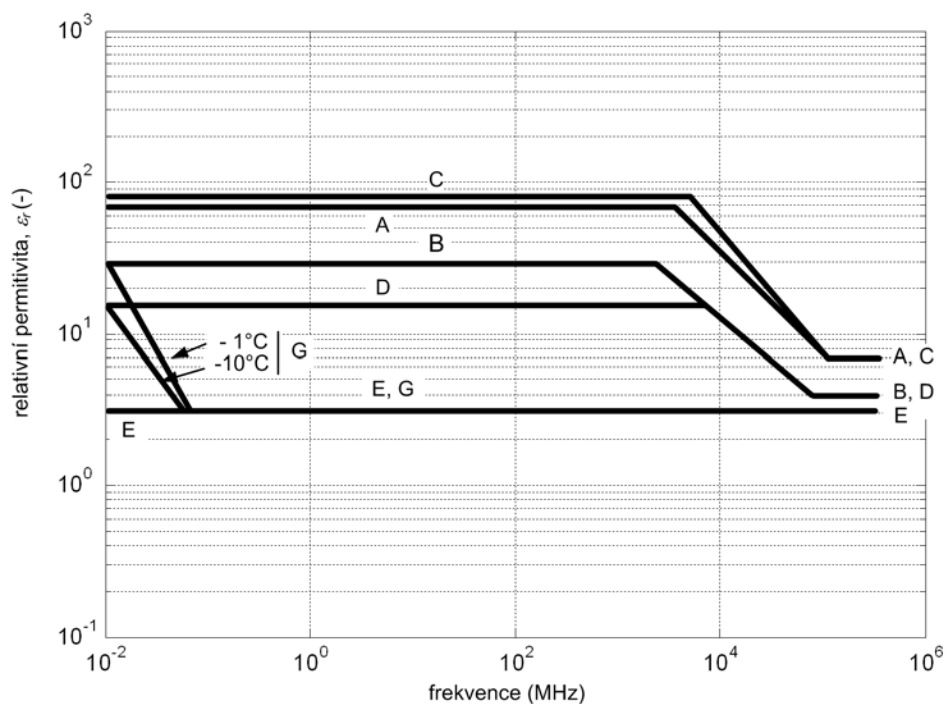
$$\sin \theta_{\text{IBR}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}}} \quad (4.27)$$

Za výše uvedené podmínky se rovnoběžně polarizovaná vlna od rozhraní neodráží, tj. při dopadu obecně polarizované vlny se odráží pouze její složka polarizovaná kolmo na rovinu dopadu. Z obecně elipticky polarizované vlny tak vznikne vlna lineárně polarizovaná. V případě dopadu na prostředí s nenulovou vodivostí amplituda koeficientu odrazu vertikální polarizace neklesá zcela k nule, nýbrž nabývá svého minima. Za tímto minimem amplituda opět stoupá, zatímco fáze zůstává blízká nule, tj. orientace vektoru pole odražené vlny je shodná s dopadající vlnou.

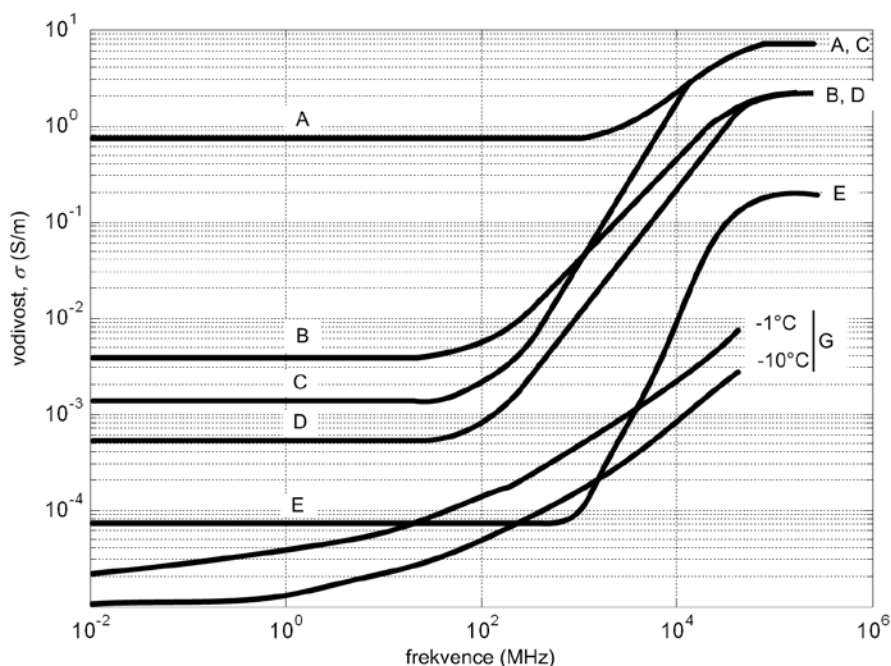
4.5 Elektrické parametry zemského povrchu

Znalost elektrických parametrů zemského povrchu je nezbytná při studiu odrazu elektromagnetické vlny od zemského povrchu. Zcela zásadní je tato znalost také pro modelování šíření povrchové vlny. Povrch je charakterizován elektrickou permitivitou a vodivostí. Relativní permeabilitu můžeme až na omezené případy považovat za jednotkovou.

Struktura i chemické složení zemského povrchu jsou velmi rozmanité a silně variabilní jak v horizontálním, tak též i ve vertikálním směru. Nutno zdůraznit, že zcela zásadní vliv na odraz elektromagnetické vlny má obsah vody v daném povrchu, neboť voda se svou poměrně vysokou permitivitou ovlivňuje celkovou permitivitu země a díky své schopnosti rozpouštět a ionizovat soli silně působí i na celkovou vodivost. Grafy na obr. 4.6 a 4.7 udávají frekvenční závislosti relativní permitivity a vodivosti pro typické případy zemského povrchu.



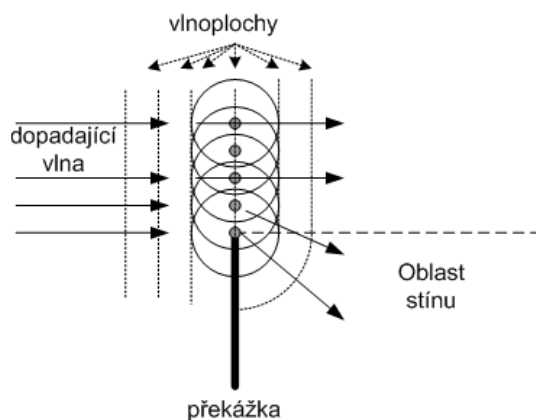
Obr. 4.6 Frekvenční závislost relativní permitivity různých povrchů: A – mořská voda, B – vlhká zem, C – voda, D – středně suchá půda, E – velmi suchá půda, G – led (podle ITU-R)



Obr. 4.7 Frekvenční závislost vodivosti různých povrchů: A – mořská voda, B – vlhká zem, C – voda, D – středně suchá půda, E – velmi suchá půda, G – led (podle ITU-R)

4.6 Difrakce

Pomocí Huygensova principu lze vysvětlit šíření vlny i do oblasti optického stínu za překážku (viz obr. 4.8), kdy mluvíme o tzv. difrakci (*diffraction*) vlny na překážce.



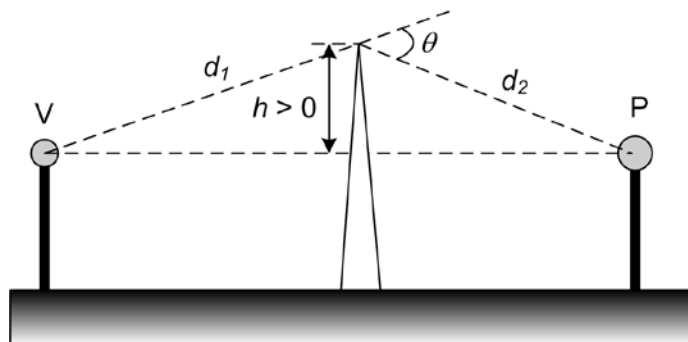
Obr. 4.8 Princip šíření vln do oblasti stínu za překážkou

Řešení difrakce na překážce obecného tvaru a materiálových parametrů je extrémně komplikovaná záležitost, přičemž analytická řešení existují pouze pro několik základních typových případů. Uvedeme zde pouze řešení elementárního případu difrakce na polorovině (obr. 4.8), která dokonale absorbuje dopadající energii (nedochází k odrazu vlny). Tento případ se také nazývá optická (Fresnelova) difrakce či difrakce na ostrém břítku (*knife edge diffraction*).

Míra zastínění přímé viditelnosti mezi zdrojem vlny V a bodem příjmu P se definuje pomocí normovaného parametru:

$$\nu = h \sqrt{\frac{2}{\lambda} \left(\frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2} \right)} = \theta \sqrt{\frac{2}{\lambda \left(\frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2} \right)}}, \quad (4.28)$$

kde λ je vlnová délka a význam ostatních veličin je zřejmý z geometrie na obr. 4.9. Pokud překážka nezastínuje spojnici VP , je h záporné.

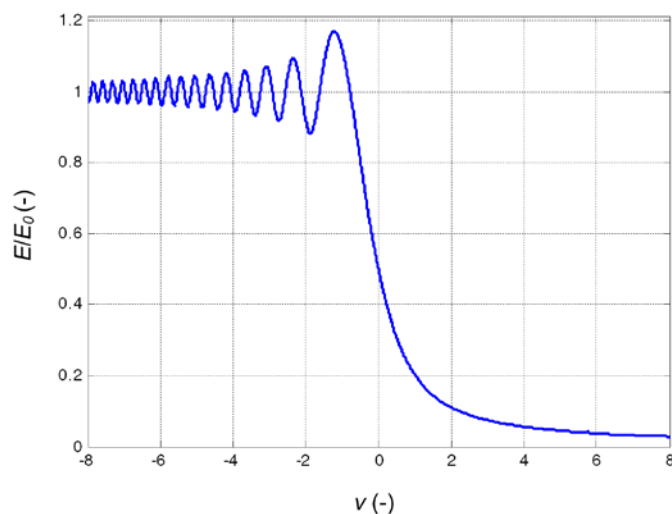


Obr. 4.9 Základní geometrie pro řešení difrakci na ostré překážce

Řešení vyjádříme jako poměr intenzity elektrického pole E v bodě P při zastínění překážkou k intenzitě E_0 v bodě P v případě neexistence překážky, tj. k případu šíření z bodu V ve volném prostoru:

$$\frac{E}{E_0} = \frac{1+j}{2} \int_{\nu}^{\infty} e^{-\frac{j\pi}{2}s^2} ds. \quad (4.29)$$

Integrál je nutné řešit numericky nebo graficky pomocí tzv. Cournuovy spirály. Výsledný graf je zobrazen na obr. 4.10. Je patrné, že pro ν jdoucí k $-\infty$ se situace blíží k volnému prostoru, zatímco při totálním zastínění překážkou $\nu = +\infty$ je pole v bodě P nulové.

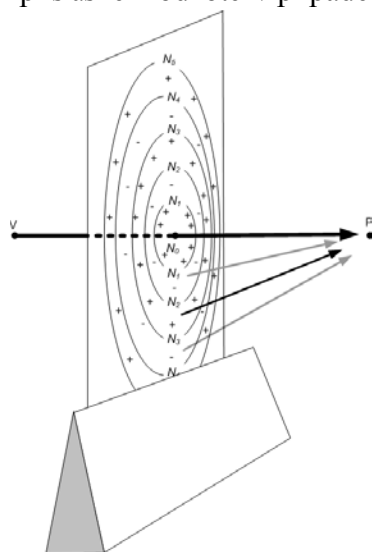


Obr. 4.10 Fresnelova difrakce na ostré překážce

V oblasti stínu pro ν větší než cca 2 lze použít aproximaci:

$$\left| \frac{E}{E_0} \right| = \frac{1}{2\pi\nu} \quad (4.30)$$

Interferenční charakter křivky pro záporné hodnoty ν je způsoben postupným zakrýváním Fresnelových zón, jejichž účinky se navzájem zčásti kompenzují (viz výše). Efekt je zřejmý z obr. 4.11. Při převaze soufázových příspěvků nastává maximum, které je největší na hranici 1. a 2. Fresnelovy zóny. Důležitý je případ prvního průchodu křivky hodnotou $E/E_0 = 1$, který nastává při zastínění 0,6 poloměru 1. Fresnelovy zóny. Tehdy je intenzita elektrického pole v bodě P za překážkou adekvátní příslušné hodnotě v případě volného prostoru.



Obr. 4.11 Stínění Fresnelových zón při difrakci na ostré překážce

4.7 Rozptyl

Uvažujme izolovanou částici, resp. nehomogenitu či objem s jinými materiálovými parametry než je okolní prostředí, s malým rozměrem ve srovnání s vlnovou délkou - reálným příkladem je dešťová kapka. Dopadá-li na tuto částici elektromagnetická vlna, dopadající elektrické pole vybudí pole v tělese (dochází k polarizaci částic) a následné sekundární záření vytváří rozptyl (scattering) vlny (obr. 4.12).

Rozptyl vlny na částici můžeme vyjádřit takzvanou rozptylovou funkcí (*scattering function*) f , která popisuje rozptyl vlny v závislosti na směru podle vztahu:

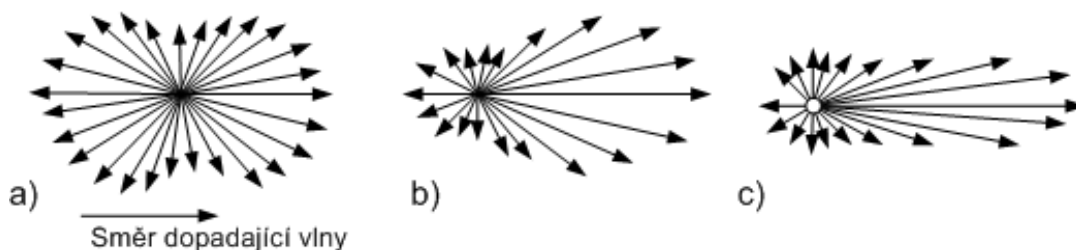
$$E_s = E_i f(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_s) \frac{e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}d}}{d}, \quad (4.31)$$

kde E_i je intenzita elektrického pole dopadající vlny ze směru vektoru \mathbf{k}_i , E_s je intenzita rozptýlené vlny ve směru vektoru \mathbf{k}_s a d vzdálenost od částice do bodu pozorování. Rozptylující nehomogenitu si lze takto představit jako jakýsi sekundární zdroj s vyzařovací charakteristikou úměrnou funkci f .

Někdy je výhodnější vyjádřit rozptyl pomocí efektivní odrazné plochy σ (*radar cross section*) v m^2 , která definuje množství odraženého výkonu podle vztahu:

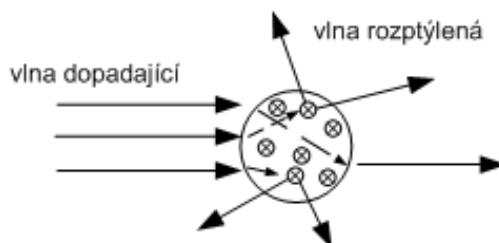
$$P_s = w_i \sigma(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_s) \quad (4.32)$$

kde w_i je plošná hustota výkonu dopadající vlny (W/m^2) a P_s (W) výkon rozptýlený, resp. odražený efektivní odraznou plochou v daném směru.



Obr. 4.12 Ilustrace rozptylu vlny na kulové částici (dopadající vlna není zobrazena); a) Rayleighův rozptyl na velmi malé částici; b) Mieův rozptyl na menší částici; c) Mieův rozptyl na větší částici

V případě rozptylu na více částicích, např. při dešťové srážce na velkém počtu dešťových kapek rozmístěných v určitém objemu, je zapotřebí řešit mnohonásobný rozptyl (obr. 4.13). Rozptylová funkce, resp. efektivní odrazná plocha, má obdobný tvar jako při rozptylu na jediné částici, nicméně navíc ještě bude přidána závislost na objemové hustotě rozptylujících částic.



Obr. 4.13 Ilustrace rozptylu na více částicích v daném objemu

4.8 Index lomu troposféry, refraktivita

Při šíření vlny v troposféře dochází vlivem změny indexu lomu prostředí k atmosférickému lomu, resp. atmosférické refrakci. Index lomu troposféry n nabývá typicky hodnot cca 1,000325 při povrchu Země a klesá až k hodnotám cca 1,000110 na horní hranici troposféry, tj. ve výšce cca 10 km podle geografické polohy. V radiotechnice se z praktických důvodů zavádí tzv. refraktivita (*refractivity*) N , která je definována:

$$N = (n - 1) \cdot 10^6, \quad (4.33)$$

kde jednotkami jsou tzv. N-jednotky (N-units). Pro frekvence do 100 GHz stanovit refraktivitu v daném místě na základě aktuální teploty, tlaku a vlhkosti jako:

$$N = \frac{77,6}{T} \left(p + \frac{4810e}{T} \right), \quad (4.34)$$

kde p je atmosférický tlak v hPa, T absolutní teplota v K a e tlak vodních par v hPa, který lze získat z hustoty vodních par ρ v g/m³ podle:

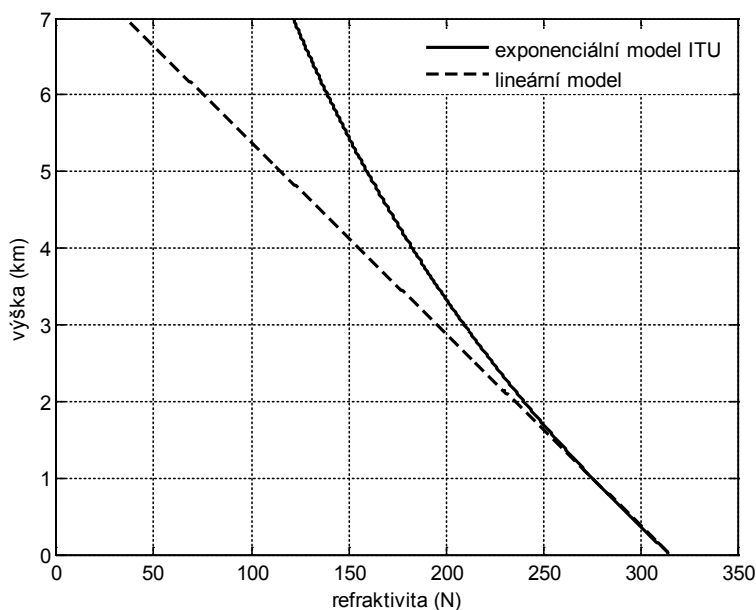
$$e = \frac{\rho T}{216,7}. \quad (4.35)$$

Typické hodnoty hustoty vodních par v různých geografických lokalitách lze získat z doporučení ITU-R P.836.

Z hlediska refrakce je stěžejní především výšková změna refraktivity. ITU-R doporučuje exponenciální model podle vztahu:

$$N = N_0 e^{-h/h_0}, \quad (4.36)$$

kde h je výška nad zemí v km, N_0 je hodnota refraktivity v nulové výšce a h_0 výškové měřítko v km. Globální světový průměr je $N_0 = 315$ N a $h_0 = 7,35$ km. Jak je zřejmé z obr. 4.14, pro přízemní vlnu, kdy nám postačí zahrnout jen nejnižší část troposféry, vystačíme s jednodušším lineárním modelem. Výškový profil refraktivity je pak dán gradientem dN/dh .



Obr 4.14 Exponenciální a lineární model výškového profilu refraktivity

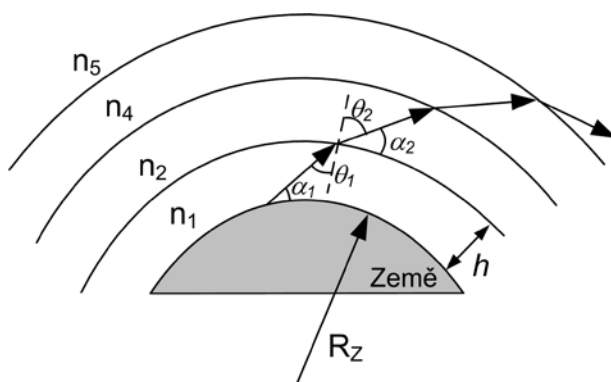
Pro tzv. standardní atmosféru (*standard atmosphere*) platí:

$$\frac{dN}{dh} = -40 \text{ N/km} \quad , \quad (4.37)$$

což znamená, že s 50% pravděpodobností refraktivita klesá s výškou se sklonem 40 N/km. Gradient se však velmi silně mění podle aktuálních povětrnostních podmínek. Změny jsou silně závislé na denní i roční době a podobně jako počasí i na geografické poloze. V doporučeních ITU-R jsou k dispozici mapy gradientu refraktivity pro celý svět odpovídající jednotlivým měsícům.

4.9 Troposférická refrakce

Představíme-li si zjednodušeně vlnu jako paprsek, který pod jistým elevačním úhlem vniká do standardní atmosféry, dochází díky refrakci k jeho zakřivení podle obr. 4.15.



Obr. 4.15 Refrakce rádiové vlny ve standardní atmosféře

Pokud modelujeme atmosféru elementárními vrstvami s konstantním indexem lomu v dílčích vrstvách klesajícím lineárně s výškou (viz obr. 4.14), kdy platí:

$$n_1 > n_2 > n_3 > \dots \quad , \quad (4.38)$$

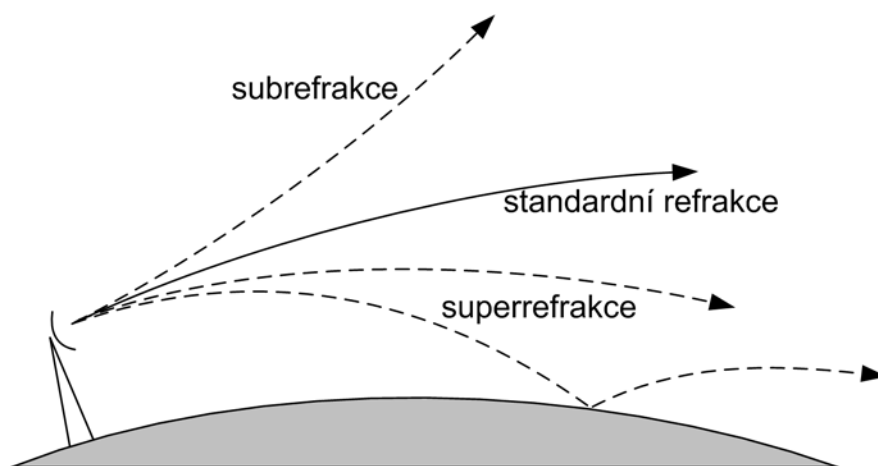
pak musí na každém rozhraní dvou vrstev platit Snellův zákon lomu:

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad , \quad (4.39)$$

kde význam úhlů je patrný z obr. 4.15. Dále lze odvodit poloměr křivosti paprsku jako

$$R_k = -\frac{1}{\frac{dn}{dh}} = -\frac{10^6}{\frac{dN}{dh}} \quad . \quad (4.40)$$

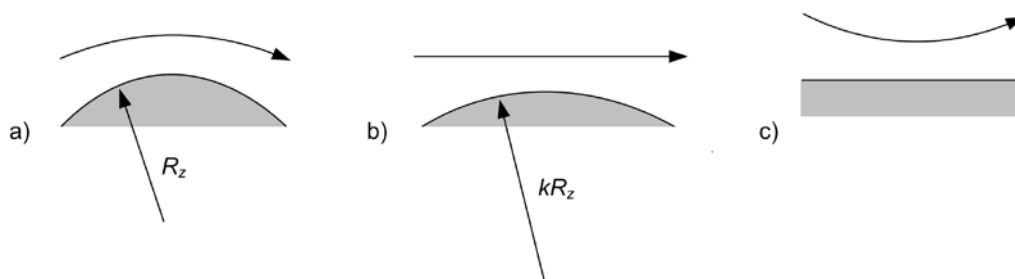
Pokud dosadíme výškový gradient refraktivity -40 N/km platný pro standardní atmosféru, získáme poloměr křivosti cca $25\,000 \text{ km}$, což je zhruba čtyřnásobek poloměru Země. V troposféře se tedy vlna „standardně“ pomalu ohýbá k Zemi, hovoříme pak o tzv. standardním lomu či standardní refrakci (*standard refraction*). Pakliže se paprsek ohýbá rychleji směrem k Zemi, tj. $dN/dh < -40 \text{ N/km}$, mluvíme o superrefrakci (*superrefraction*), jestliže pomaleji, či dokonce směrem od Země vzhůru, hovoříme o subrefrakci (*subrefraction*). Výškový gradient je pak $dN/dh > -40 \text{ N/km}$. Všechny tři případy ilustruje obr. 4.16. Někdy se také stav, kdy se paprsek zakřivuje směrem od Země (tj. výškový gradient indexu lomu je kladný) označuje jako záporný lom, zatímco stav, kdy se paprsek zakřivuje směrem k Zemi při záporném gradientu, jako kladný lom.



Obr. 4.16 Tři základní případy atmosférické refrakce

4.10 Efektivní poloměr Země

Uvažování křivočarého šíření nad zakřivenou zemí je v technické praxi velmi komplikované, proto se zavádí speciální transformace, která určitou změnou křivosti paprsku i povrchu Země „narovná“ zakřivený paprsek či povrch Země, viz obr. 4.17. Transformace, jež lze použít v případě, že se směr šíření paprsku příliš neliší od horizontály, velmi ulehčí zahrnutí atmosférické refrakce do příslušných výpočtů šíření vlny v troposféře.



Obr. 4.17 a) Zakřivení paprsku vlivem atmosférické refrakce a jeho transformace b) na rovný paprsek a c) na rovinnou zemí

Pro případ transformace znázorněné na obr. 4.17b musí platit, že výsledný rozdíl křivosti paprsku i povrchu Země je stejný před (obr. 4.17a) i po transformaci, tj.:

$$\frac{1}{R_z} - \frac{1}{R_k} = \frac{1}{R_e} - \frac{1}{\infty}, \quad (4.41)$$

kde R_e je poloměr Země po transformaci, který označujeme jako efektivní poloměr Země (*effective earth radius*). Platí pro něho:

$$R_e = \frac{R_z}{1 - \frac{R_z}{R_k}} = k_e R_z, \quad (4.42)$$

kde koeficient k_e je činitel atmosférické refrakce pro výpočet efektivního poloměru Země, což je klíčový parametr při návrhu rádiových spojů:

$$k_e = \frac{R_e}{R_z} = \frac{1}{1 + R_z \frac{dN}{dh} 10^{-6}}, \quad (4.43)$$

pro standardní atmosféru platí:

$$k_e = \frac{4}{3} \quad (4.44)$$

tj. efektivní poloměr Země:

$$R_e = \frac{4}{3} R_z = \frac{4}{3} 6378 \cong 8500 \text{ km} \quad (4.45)$$

Transformace na rovinnou zemi podle obr. 4.17 c) je efektivní při analýze šíření na velké vzdálenosti, typicky pro případ superrefrakce, jak bude zřejmé dále.

4.11 Vlnovodný kanál (ducting)

Speciální případ superrefrakce nastává, když poloměr křivosti paprsku je shodný s poloměrem Země (tzv. kritický lom v atmosféře). Vlna se pak teoreticky šíří kolem Země rovnoběžně s povrchem (obr. 4.18) a po transformaci dle (4.42) vyjde nekonečně velký efektivní poloměr Země.

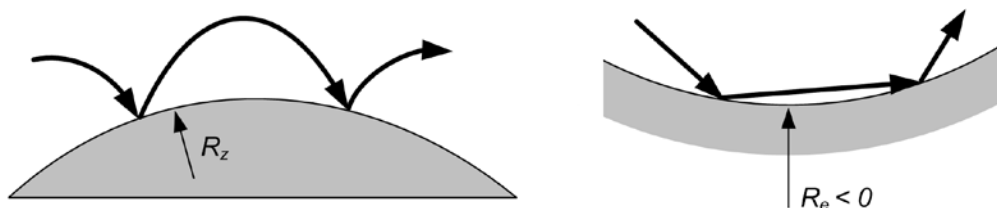


Obr. 4.18 Kritický lom v atmosféře

Z rovnosti $R_Z = R_k$ a (4.40) získáme:

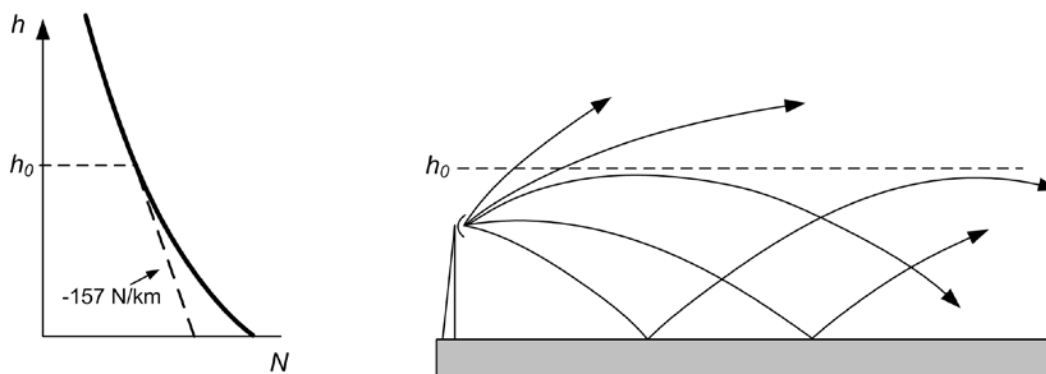
$$R_k = R_z = 6378 = -\frac{10^6}{\frac{dN}{dh}} \Rightarrow \frac{dN}{dh} = -157 \text{ N/km} \quad (4.46)$$

Jestliže je výškový gradient refraktivity ještě menší než -157 N/km , ohýbá se vlna rychleji než je poloměr Země až dojde k jejímu odrazu od země. Jestliže tento stav troposféry v horizontálním směru trvá, je po odrazu vlna opět ohýbána směrem k zemi atd. podle obr. 4.19. Tímto způsobem se může elektromagnetická vlna šířit i na velmi velké vzdálenosti.

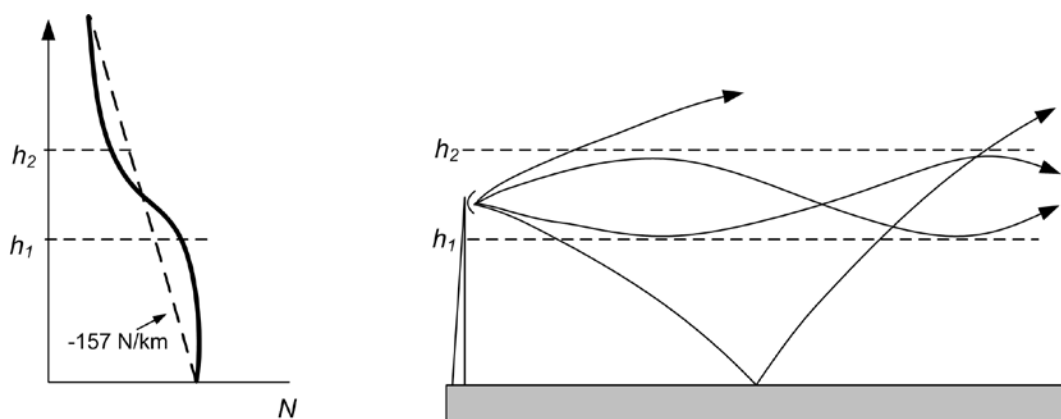


Obr. 4.19 Extrémní superrefrakce – tzv. vlnovodný kanál

Popsaný jev se označuje jako tzv. vlnovodný kanál (*ducting*). V praxi rozlišujeme dva typy vlnovodného kanálu: přízemní (*surface duct*) a vyvýšený (*elevated duct*), podle toho, je-li splněna podmínka $dN/dh < -157 \text{ N/km}$ při zemi nebo jen v určitém výškovém intervalu. Vše ilustrují obr. 4.20 a 4.21, kde je pro zobrazení použita transformace „rovinná země“ (obr. 4.17c), která se při studiu vlnovodného kanálu hojně využívá. Z uvedených obrázků je zřejmé, že vznik vlnovodného kanálu je v případě vrstvy konečné výšky splňující podmínku superrefraktivního gradientu indexu lomu podmíněn i konkrétní elevací paprsku. Vniká-li totiž vlna do superrefraktivní oblasti pod ostrým úhlem, potřebuje k dostatečnému ohybu zpět k zemi delší trasu, resp. větší tloušťku vlnovodné vrstvy s podmínkou $dN/dh < -157 \text{ N/km}$. Z analogie k dielektrickému vlnovodu vyplývá i minimální frekvence (*minimum trapping frequency*), resp. kritická vlnová délka, která se bude daným vlnovodným kanálem šířit.

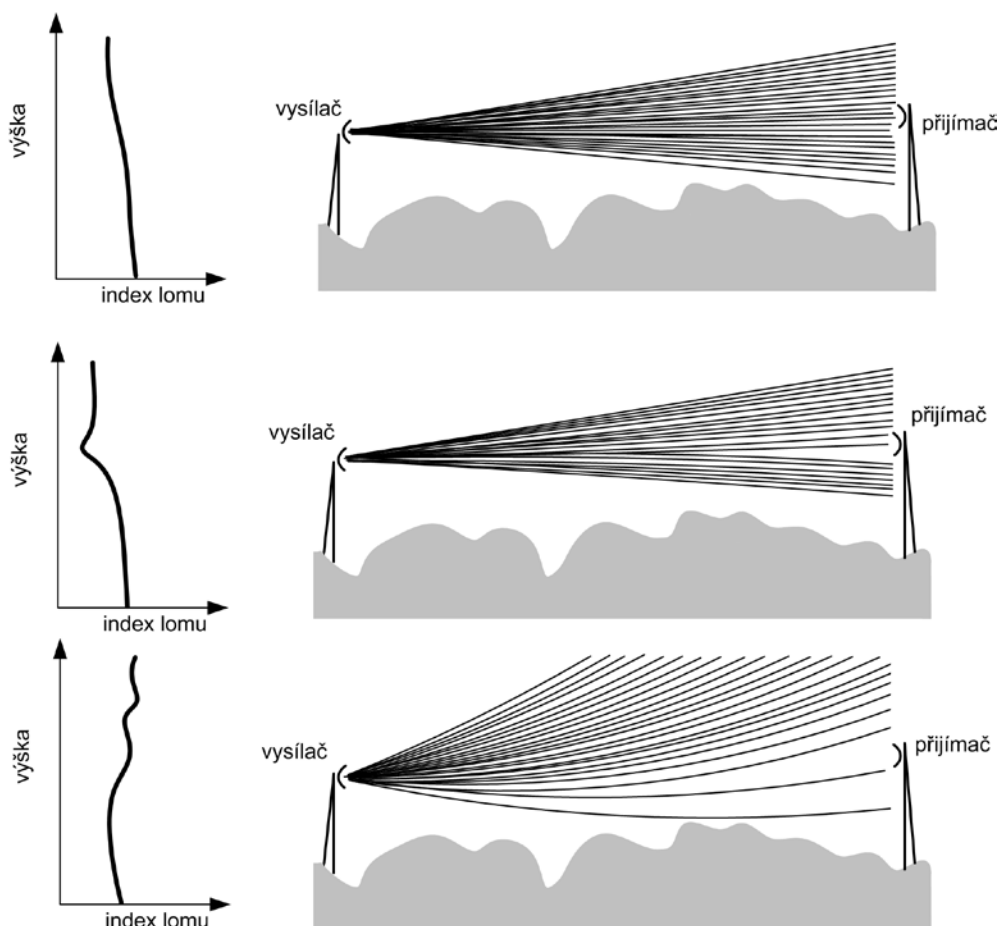


Obr. 4.20 Přízemní vlnovodný kanál



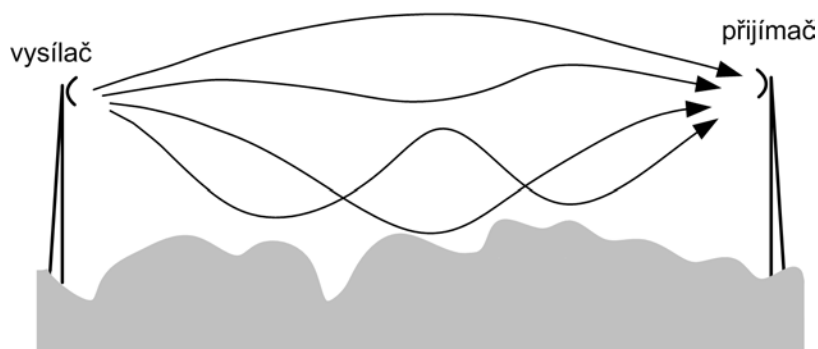
Obr. 4.21 Vyvýšený vlnovodný kanál

Lokální časové změny stavu troposféry (teploty, tlaku, vlhkosti) se vlivem povětrnostních jevů podepisují na změně výškového profilu indexu lomu a tím i na podmínkách šíření vln. Takto způsobené kolísání ztrát šířením (tj. dochází k únikům) je nepříjemné z hlediska plánování spolehlivosti spoje. Podobně jako jiných jevů způsobených povětrnostními vlivy, které jsou více či méně náhodné, je jedinou možností k dalšímu zpracování popis vlivu změn v troposféře pomocí statistického přístupu, a to na základě dlouhodobých experimentálních dat. Principy vzniku plochého úniku vlivem troposférické refrakce ilustruje obr. 4.22.



Obr. 4.22 Vliv refrakce na přijímaný signál; první případ představuje referenční situaci (standardní atmosféra), druhé dva případy znázorňují příklady zakřivení paprsků vyslaných s různou elevací vlivem anomálií ve výškovém profilu indexu lomu troposféry

Obr. 4.23 demonstruje případ frekvenčně selektivního úniku, tj. vícecestného šíření, kdy se do bodu příjmu šíří vlna po různých drahách s potenciálně různým časovým zpožděním.

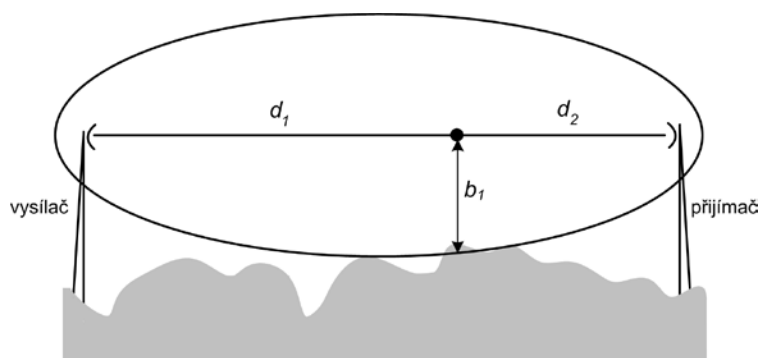


Obr. 4.23 Vícecestné šíření vlivem výškového gradientu indexu lomu

5 Šíření prostorové vlny pro pozemní rádiové spoje

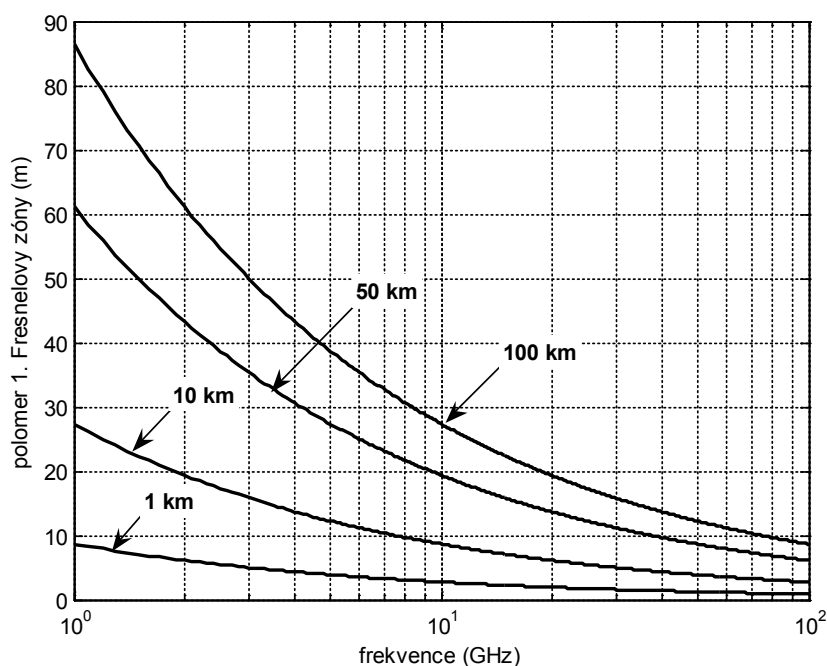
5.1 Spoj na přímou viditelnost

Základní variantou šíření přízemní prostorové vlny je spoj na přímou viditelnost mezi dvěma anténami ve výšce h_1 a h_2 nad zemí, kdy 1. Fresnelovy zóny spoje není zastíněna (obr. 5.1). Anglicky se takové spojení označuje jako LOS (*Line-Of-Sight*) - typickou aplikaci představuje radioreléový spoj (*point-to-point link*) spojující dvě pozemní rádiové stanice. Analogicky případ NLOS (*Non-Line-Of-Sight*) spoje nastává při zastínění této spojnice. Na LOS spoj lze v zásadě nahlížet jako na spoj ve volném prostoru, kdy lze použít vztahy pro volný prostor.



Obr. 5.1 Určování zastínění první Fresnelovy zóny

Stav zastínění 1. Fresnelovy zóny také označujeme jako tzv. kritérium volného profilu. Poloměr Fresnelovy zóny je evidentně největší uprostřed spoje, stoupá s délkou spoje a vlnovou délkou. Pro názornou představu je poloměr 1. Fresnelovy zóny podle uprostřed spoje vykreslen pro různé délky spoje a frekvence na obr. 5.2.



Obr. 5.2 Poloměr první Fresnelovy zóny uprostřed spoje pro různé délky spoje

Je zde ovšem ještě jeden faktor, se kterým je nutné počítat, a tím je refrakce prostorové vlny v troposféře způsobující křivočaré šíření vlny. V kap. 4 byl předveden koncept efektivního poloměru Země, který umožňuje elegantně se vyrovnat s refrakcí v troposféře. Křivočaré šíření vlny je při využití efektivního poloměru Země převedeno na šíření po přímé spojnici nad poloměrem Země korigovaným činitelem atmosférické refrakce k_e . Efektivní poloměr pak určíme z:

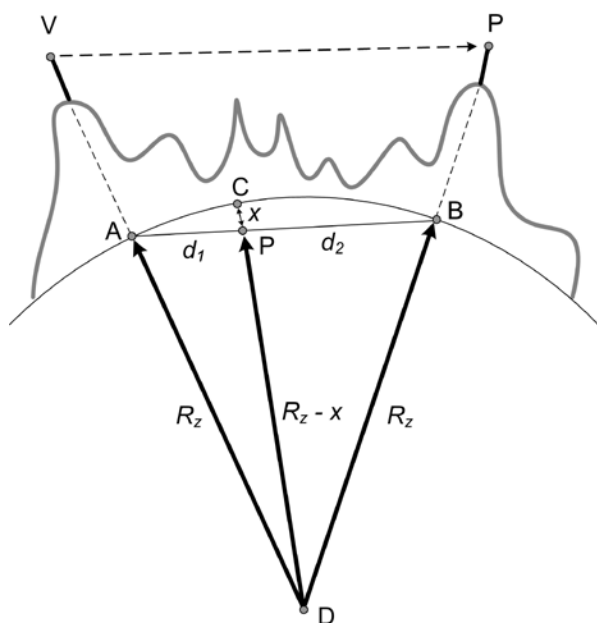
$$R_e = k_e R_Z \quad , \quad (5.1)$$

kde $R_Z = 6378$ km je poloměr Země. Kromě členitosti terénu je při vyšetřování stavu zastínění spojnice nutné v každém bodě terénního profilu připočíst k nadmořské výšce korekci na kulový vrchlík Země podle obr. 5.3. Výšku vrchlíku zeměkoule nad tětivou AB získáme z geometrického vzorce pro protínající se tětivy:

$$d_1 \cdot d_2 = x \cdot (2R_e - x) \approx x \cdot 2R_e \quad (5.2)$$

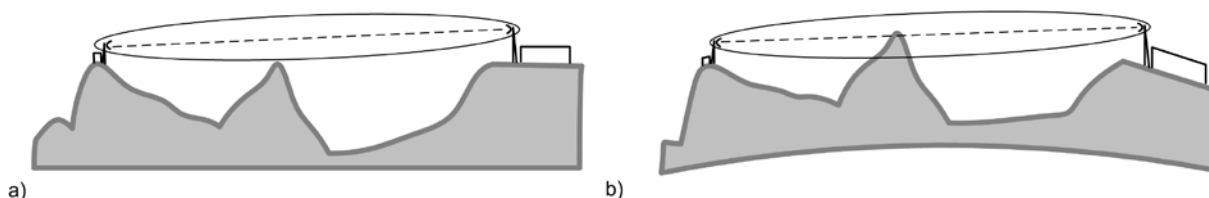
a pro korekci x platí:

$$x = \frac{d_1 d_2}{2R_e} \quad . \quad (5.3)$$



Obr. 5.3 Korekce výšky překážek na kulovém vrchlíku Země

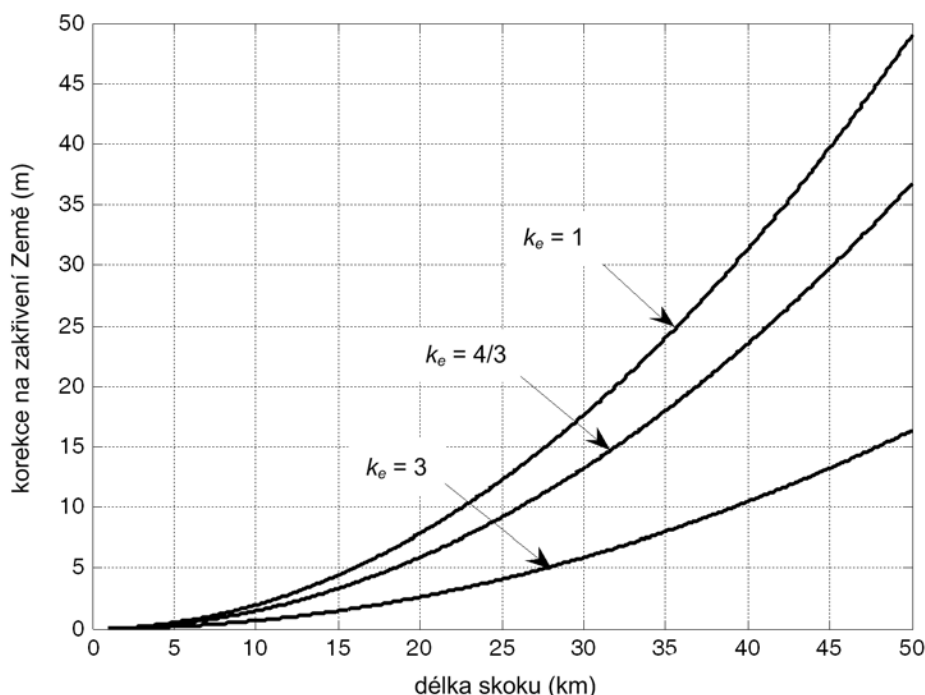
Z obr. 5.4 je evidentní, jak efektivní poloměr Země a zavedení korekce x ovlivňují kritérium volného profilu radioreléového spoje.



Obr. 5.4 Vliv efektivního poloměru Země na splnění kritéria volného profilu; a) $k_e = 1$, b) $k_e = 0,1$

Je tedy jasné, že refrakce může míru zastínění spoje ovlivnit zcela zásadním způsobem. Jelikož se jedná o časově náhodný děj, bude i jeho vliv na spoj náhodný. Obecně se za splnění kritéria volného profilu považuje nezastínění celého poloměru 1. Fresnelovy zóny pro $k_e = 4/3$ (standardní atmosféra). Při návrhu radioreléového spoje se pro zajištění dostatečné

spolehlivosti ještě uvažuje statistika činitele atmosférické refrakce k_e pro dané podmínky. Při modelování šíření rušivého signálu, kdy hledáme nejhorší možný případ z hlediska interferencí, je doporučeno použít hodnotu $k_e = 3$, jenž vystihuje příznivější podmínky pro šíření jakéhokoliv rušivého signálu. Pro názornou představu je na obr. 5.5 vykreslen korekční činitel x uprostřed radioreléové trasy podle (5.3) pro různé k_e a délky spoje.

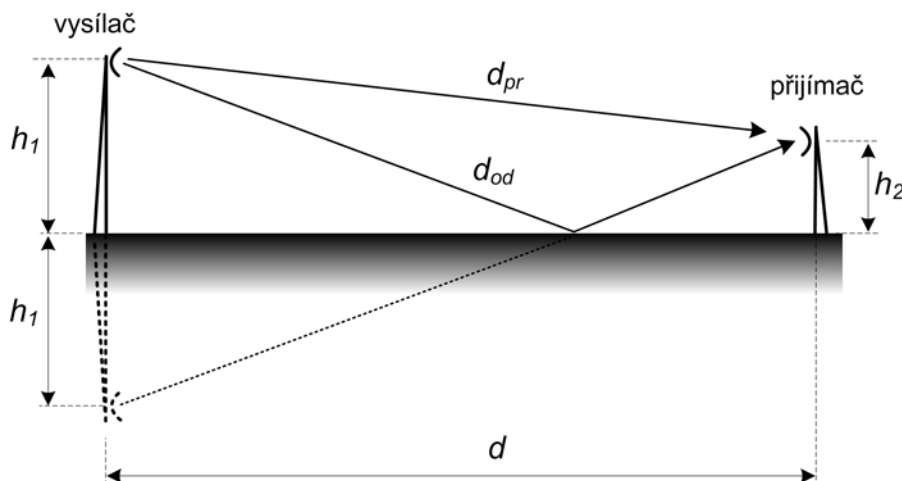


Obr. 5.5 Vliv volby efektivního poloměru Země na zastínění spoje

V této kapitole jsme definovali LOS případ, kdy pro šíření přímé prostorové vlny použijeme vztahy platné pro volný prostor. Přízemní prostorová vlna nicméně zahrnuje i vlnu odraženou od země nebo jiných překážek a dále vliv troposféry. Zmiňované jevy způsobují změny úrovně přijímaného signálu či náhodné úniky, se kterými je třeba počítat.

5.2 Šíření nad rovinnou zemí

Prvním přiblížením mobilního spoje, tj. šíření přízemní prostorové vlny nad zemským povrchem je šíření nad rovinnou zemí. Vycházejme z geometrie na obr. 5.6.



Obr. 5.6 Šíření přímé a odražené vlny nad rovinnou Zemí

V místě přijímací antény se sčítá vlna přímá a vlna odražená. Při jejich součtu je rozhodující fázový rozdíl, který je dán dráhovým rozdílem obou těchto paprsků. Dráhy obou paprsků lze vyjádřit pomocí Pythagorovy věty s následným zjednodušením za podmínky, že vzdálenost mezi vysílačem a přijímačem je mnohonásobně větší než výšky antén ($d \gg h_1, h_2$):

$$d_{pr} = \sqrt{d^2 + (h_1 - h_2)^2} = d \sqrt{1 + \left(\frac{h_1 - h_2}{d}\right)^2} \approx d + \frac{(h_1 - h_2)^2}{2d} \quad (5.4)$$

$$d_{od} = \sqrt{d^2 + (h_1 + h_2)^2} = d \sqrt{1 + \left(\frac{h_1 + h_2}{d}\right)^2} \approx d + \frac{(h_1 + h_2)^2}{2d} \quad (5.5)$$

jejich rozdíl je dán:

$$\Delta d = d_{od} - d_{pr} \approx \frac{2h_1 h_2}{d} \quad (5.6)$$

a odpovídající fázový rozdíl:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta d = \frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda d} \quad (5.7)$$

Výsledný fázor intenzity elektrického pole je tedy:

$$E = E_{pr} + E_{od} = \frac{E_0}{d_{pr}} e^{-jkd_{pr}} + \frac{E_0}{d_{od}} e^{-jkd_{od}} R e^{-j\psi} \quad (5.8)$$

kde E_0 je počáteční amplituda v místě vysílací antény, k konstanta šíření (vlnové číslo) a $R e^{-j\psi}$ je komplexní činitel odrazu od země. Jelikož lze předpokládat $d \gg h_1, h_2$, získá vysílací antény ve směru odchodu obou paprsků bude téměř shodný. Délka spoje d je také mnohem větší než dráhový rozdíl paprsků, takže budeme považovat amplitudy obou vln za shodné:

$$E_1 = \frac{E_0}{d_{pr}} = \frac{E_0}{d_{od}}, \quad (5.9)$$

kde E_1 je amplituda přímé vlny šířící se volným prostorem na vzdálenost d . Výsledná amplituda intenzity elektrického pole je poté po vytknutí E_1 :

$$E = E_1 |1 + e^{-j\Delta\phi} R e^{-j\psi}| \quad (5.10)$$

$$E = E_1 |1 + R \cos(\psi + \Delta\phi) - jR \sin(\psi + \Delta\phi)| = E_1 \sqrt{[1 + R \cos(\psi + \Delta\phi)]^2 + [R \sin(\psi + \Delta\phi)]^2} \quad (5.11)$$

$$E = E_1 \sqrt{1 + R^2 + 2R \cos\left(\psi + \frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda d}\right)} \quad (5.12)$$

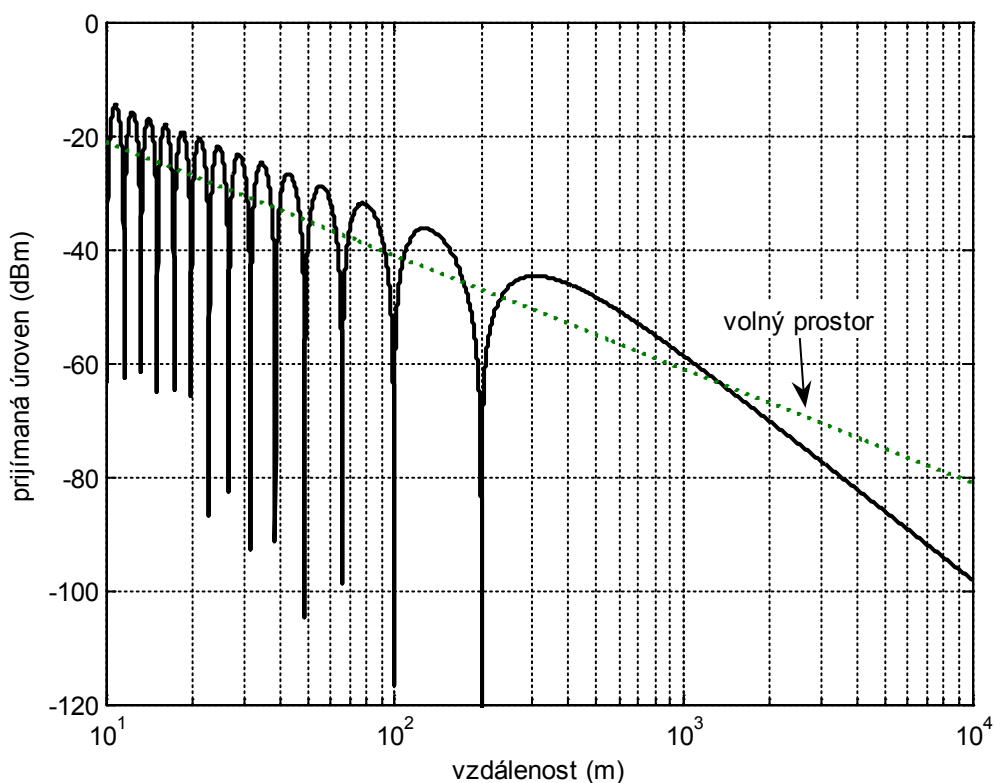
Dopouštíme se zde ještě jedné nepřesnosti, která vychází z vektorového charakteru intenzity elektrického pole. Při horizontální polarizaci mají vektory intenzity elektrického pole přímé i odražené vlny stejný směr, avšak pro vertikální polarizaci svírají nenulový úhel. Ten bude pro $d \gg h_1, h_2$ zanedbatelně malý, nicméně obecně se jedná o vektorové sčítání, jehož výsledkem je elipticky polarizovaná vlna. Pro velmi malé elevační úhly můžeme v prvním přiblížení pro dobře vodivou zem položit činitel odrazu pro obě polarizace $R = 1$ a $\psi = \pi$ a dostaneme:

$$E = E_1 \sqrt{2 - 2 \cos\left(\frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda d}\right)} = E_1 2 \left| \sin\left(\frac{2\pi h_1 h_2}{\lambda d}\right) \right| = E_1 F \quad (5.13)$$

(využili jsme matematického vzorce $\cos 2\alpha = \cos^2 \alpha - \sin^2 \alpha = 1 - 2\sin^2 \alpha$), kde F je tzv. činitel tlumení:

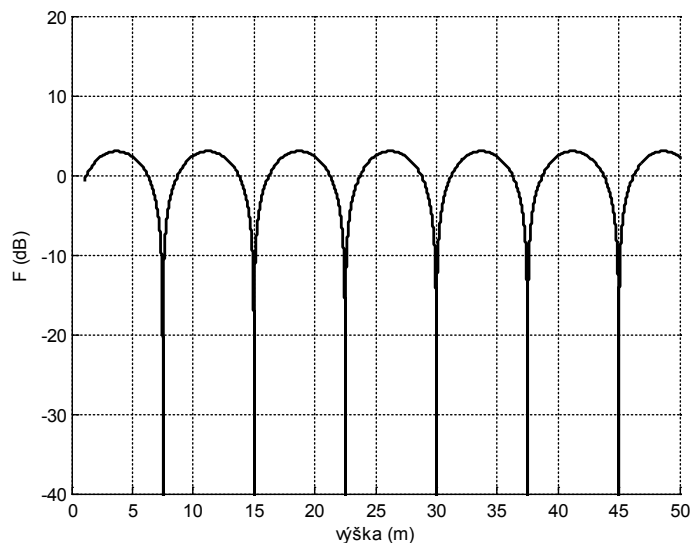
$$F = 2 \left| \sin\left(\frac{2\pi h_1 h_2}{\lambda d}\right) \right|, \quad (5.14)$$

který vyjadřuje poměr přijímané intenzity elektrického pole k intenzitě vypočtené pro případ šíření ve volném prostoru. Z rozsahu funkčních hodnot 0 – 2 činitele tlumení F je evidentní střídání maxim a ostrých minim na základě geometrie spoje a vlnové délky. Při velkých hodnotách d , tedy pro malé hodnoty argumentu funkce sinus v (5.14), můžeme sinus nahradit jeho argumentem a celková intenzita elektrického pole pak klesá s druhou mocninou vzdálenosti (tj. přijímaný výkon klesá se čtvrtou mocninou vzdálenosti). Spádovou křivku ilustruje obr. 5.7.



Obr. 5.7 Spádová křivka při šíření prostorové vlny nad rovinnou zemí; frekvence 1,5 GHz; výšky antén 10 a 2 m

Odras od země se projevuje podobným interferenčním charakterem (střídáním maxim a minim) též v závislosti na výšce přijímací antény (obr. 5.8). Toho lze efektivně využít při tzv. prostorové diverzitě.



Obr. 5.8 Činitel tlumení prostorové vlny nad rovinnou zemí v závislosti na výšce přijímací antény ve vzdálenosti 1 km; frekvence = 2 GHz, výška vysílací antény 10 m

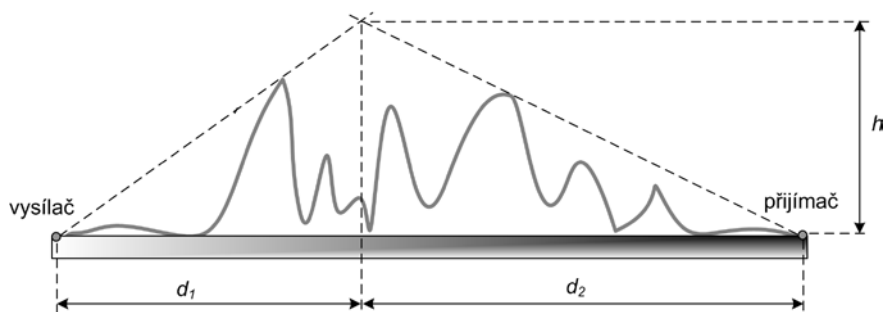
Pro reálný koeficient odrazu nejsou minima a maxima tak ostrá jako je zobrazeno na obr. 5.7, nicméně charakter spádové křivky zůstane zachován, a to pro obě polarizace. Obecně lze říci, že až do maxima nejvzdálenějšího od vysílací antény má spádová křivka přibližně stejný charakter jako ve volném prostoru se spádem 20 dB na dekádu, zatímco pro větší vzdálenosti klesá rychleji. Pro ideálně odrazivou zemi klesá 40 dB na dekádu, tj. intenzita elektrického pole klesá nepřímo úměrně s druhou mocninou, resp. přijatý výkon klesá se čtvrtou mocninou vzdálenosti. Vzdálenost prvního maxima, označovaná jako tzv. Fresnelův zlom (*Fresnel breakpoint*), vyplývá z analýzy extrémů funkce (5.13):

$$d_0 = \frac{4h_1h_2}{\lambda} \quad (5.15)$$

Jde o vzdálenost, při které je dráhový rozdíl přímého a odraženého paprsku roven polovině vlnové délky.

5.3 Difrakce na terénních překážkách

Zabývejme se případem, kdy je 1. Fresnelova zóna prostorové vlny zastíněna terénní překážkou. Fyzikální principy a řešení difrakce pro případ ostrého břitu byly popsány výše. Tento idealizovaný model lze použít pro případ ostrého terénního vrcholu. Často lze ale v terénním profilu příslušného spoje identifikovat více výrazných vrcholů, pak je nutné počítat s vícenásobnou difrakcí. Existuje několik přístupů k výpočtu vícenásobné difrakce. Uvedeme zde pouze nejjednodušší Bullingtonovu metodu adoptovanou ITU-R. Tato jednoduchá metoda celý terénní profil jedinou ostrou virtuální překážkou o výšce h , jenž je dána průnikem tečen vytnutých z míst přijímače a vysílače k překážkám, viz obr. 5.9. Difrakční ztráty jsou pak spočteny jako ztráty difrakcí na této jediné ostré překážce, kdy pro výpočet parametru v dosadíme d_1, d_2, h podle obr. 5.9.

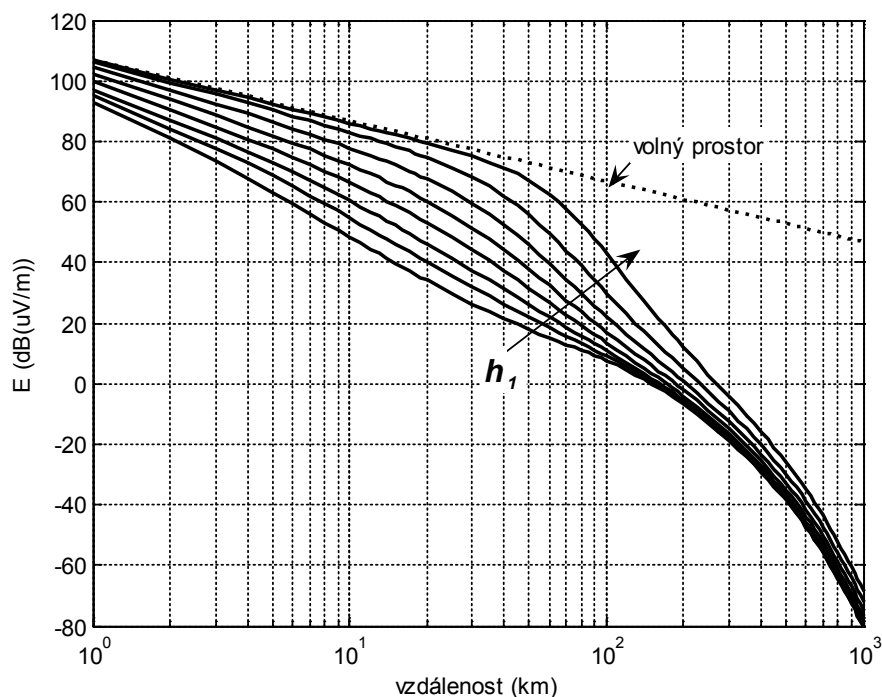


Obr. 5.9 Princip Bullingtonovy metody

5.4 Pokrytí v nerovném terénu

Při výpočtu pokrytí určité oblasti (např. rozhlasovou či mobilní službou) je nutné přejít z pohledu „bod-bod“ (*point-to-point*) na pohled „bod-plocha“ (*point-to-area*), přičemž pro výpočet pokrytí na větší vzdálenosti je nejefektivnější použít empirické modely.

Pro frekvence 30 – 3000 MHz a vzdálenosti 1 – 1000 km nabízí ITU-R doporučení P.1546 spádové křivky intenzity elektrického pole pro referenční spoj s $ERP = 1$ kW a frekvence 100, 600 a 2000 MHz pro několik parametrů: typ povrchu (pevnina, moře), výška vysílací antény a procenta času (1, 10 a 50 %), po která jsou překročeny normou uváděné hodnoty. Doporučené křivky jsou také podmíněny pravděpodobností z hlediska plochy. Hodnoty jsou překročeny v 50 % míst na ploše 200 x 200 m. Jsou udány i standardní odchylky, se kterými je nutné pro konkrétní případy počítat. Spádové křivky jsou - jak ve formě grafů v samotném doporučení, tak i tabelárně - volně dostupné elektronicky na webových stránkách ITU-R. Pro přesnější modelování je možné výsledky významně zpřesnit při znalosti konkrétního terénního profilu dalšími korekcemi. Příklad spádových křivek je na obr. 5.10. V grafu je vidět i teoretické maximum, které odpovídá šíření vlny ve volném prostoru.



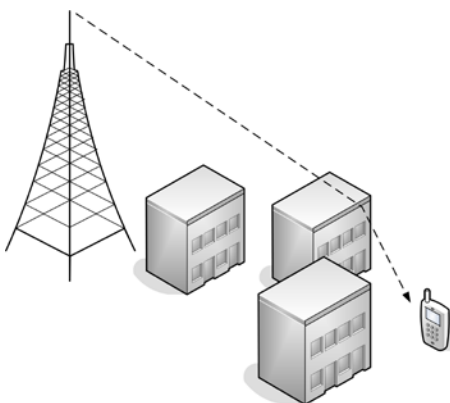
Obr. 5.10 Příklad spádových křivek ITU-R P.1546 nad pevninou pro frekvenci 600 MHz, 50 % času a výšky vysílací antény $h_1 = 10, 20, 37,5, 75, 150, 300, 600$ a 1200 m

5.5 Mechanizmy šíření vln v zástavbě

Většina uživatelů rádiových komunikačních systémů se nachází ve městech a tím pádem je znalost šíření elektromagnetických vln v zástavbě pro plánování takovýchto systémů obzvláště potřebná. To platí především pro mobilní spoje, kdy je alespoň jedna z antén nesměrová, následkem čehož se výrazně projeví vícecestné šíření v geometricky velmi složitém prostředí městské zástavby. Do problematiky mechanismů šíření vln v zástavbě patří i šíření uvnitř budov, tj. kdy je alespoň jedna z antén rádiového spoje umístěna v interiéru.

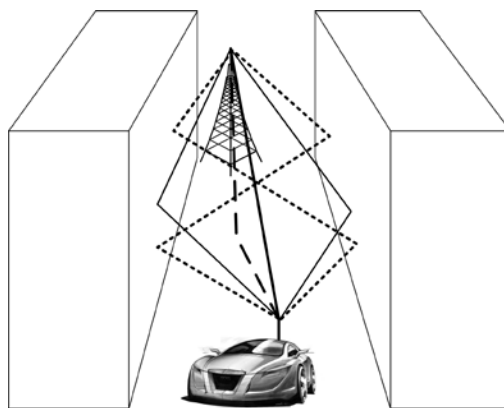
Popis šíření vlny v zástavbě je velmi obtížný. Nejenže vlna interaguje s geometricky velmi rozmanitou zástavbou, ale prostředí je též silně nestacionární, tj. proměnné v čase. To má za následek silné úniky a při odrazu od pohybující se překážky i změny frekvence díky tzv. Dopplerovu posuvu. Při šíření vlny v zástavbě dochází k odrazu, difrakci vlny na hranách a průchodu vlny skrz překážky. Jednotlivé mechanismy šíření se uplatňují zejména v závislosti na typu okolního prostředí a umístění obou antén rádiového spoje. Dominantním jevem je vícecestné šíření. Zanedbáme případ nerovného terénu a uvedeme základní zákonitosti šíření vlny v zástavbě pro mobilní spoj, kdy je jedna z antén pevná (základnová stanice) a druhá mobilní (uživatelský terminál).

Pakliže je pevná anténa základnové stanice umístěna nad úrovní okolních překážek, tj. nad úrovní střech zástavby, a mobilní anténa uživatele je na úrovni ulice, jsou při neexistenci přímé optické viditelnosti mezi anténami (což je v praxi obvyklý případ) dominujícími mechanismy difrakce na hranách střech a odrazy od objektů v blízkosti mobilní antény - hovoříme o makrobuňce (obr. 5.11). Je-li zástavba pravidelná, je spádová křivka (pokles úrovně signálu se vzdáleností) podobná do všech směrů od pevné antény. Makrobuňka (resp. izočáry se stejnou úrovní pole vyzařovaného z pevné antény) má poté víceméně kruhový tvar. Pro tuto úvahu samozřejmě předpokládáme pevnou anténu s všesměrovou vyzařovací charakteristikou. Pravidelný tvar makrobuňky velmi přispívá ke zjednodušení predikce šíření v zástavbě.



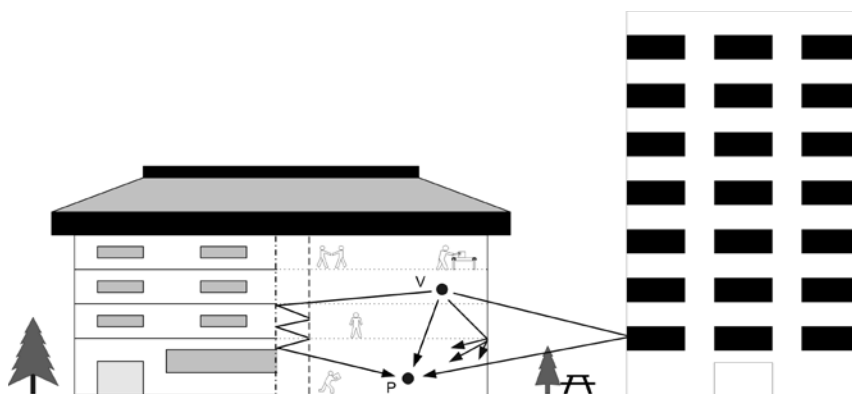
Obr. 5.11 Mechanismus šíření signálu v městské makrobuňce, kdy je základnová anténa nad úrovní střech

Zcela odlišná situace nastane v případě, kdy je pevná anténa základnové stanice umístěna hluboko pod úrovní střech. To je případ tzv. mikrobečky, kde je rozhodující šíření signálu na přímou viditelnost, odrazy od stěn budov (obr. 5.12) a případně i difrakce na vertikálních hranách budov. Uplatňuje se zde zejména vlnovodný efekt ulic, kdy se vlna šíří díky odrazům podél ulice podobně jako v silně nadkritickém vlnovodu. Tvar buňky pokryté jednou základnovou stanicí není ani v pravidelné zástavbě kruhový, ale sleduje konkrétní geometrii zástavby.



Obr. 5.12 Šíření vlny v mikrobuňce pomocí odrazů

Vlivem velké členitosti interiérů představuje z hlediska šíření vlny nejkomplikovanější případ umístění obou antén mobilního spoje uvnitř budov v tzv. pikobuňce. Energie se mezi pevnou a mobilní anténou šíří přímo, průchodem stěnami a mobiliárem, odrazy, ohyby atd. Do hry vstupuje nejen interiér se svým vybavením, ale i okolní budovy. Signál se mezi patry může šířit např. skrz okna odrazem od vedlejšího objektu nebo uvnitř výtahové šachty jako ve vlnovodu (obr. 5.13). Také si je třeba uvědomit, že komplexnost interiérů, které se mohou významně měnit např. i otevřením dveří apod., je velmi obtížné popisovat. Je-li pevná anténa umístěna na chodbě, často se uplatňuje vlnovodný efekt chodby, kdy téměř nedochází k poklesu úrovně signálu se vzdáleností. Vždy se jedná o třírozměrnou prostorovou úlohu.



Obr. 5.13 Alternativní cesty šíření signálu v pikobuňce - průchod skrz okna a odraz od sousední budovy, průchod napříč podlažími i vedení výtahovou šachtou

Modelování šíření vln je velmi rozsáhlá problematika, jejímž cílem je najít rovnováhu mezi náročností výpočtu a praktickou použitelností modelu. Z uvedeného důvodu jsou většinou k dispozici modely pro jednotlivé typy úloh, např. pro pokrytí makro, mikro, pikobuněk apod.

5.6 Empirický model

Empirický model, kdy je nárůst ztrát šířením elektromagnetické vlny vyjádřen jednoduše n -tou mocninou vzdálenosti, je nejrozsáhlejším způsobem výpočtu pokrytí v zástavbě. Je to zejména dáno velmi snadným a rychlým výpočtem. Tento model lze nicméně použít pouze v případech, kdy se v rozsahu analyzovaných vzdáleností nenachází Fresnelův zlom, tj. typicky ve velkých buňkách, kdy uvažujeme pouze místa za Fresnelovým zlomem, či naopak v malých buňkách, kdy nás oproti tomu zajímá jen prostor před Fresnelovým zlomem (5.15).

Při výpočtu přijímané výkonové úrovně předpokládáme hladkou spádovou křivku úměrnou n -té mocnině vzdálenosti, neboli nárůst útlumu s příslušnou mocninou vzdálenosti:

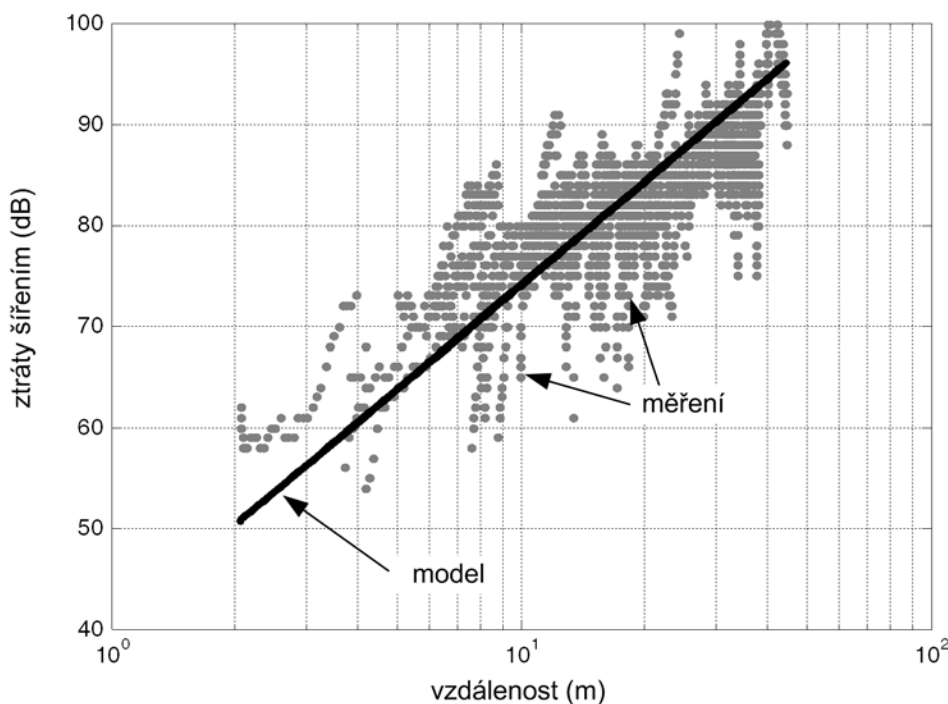
$$P_p \approx \frac{1}{d^n} \quad (5.16)$$

kde d je vzdálenost od vysílací antény (m) a n je spádový koeficient (exponent, koeficient útlumu, *slope*, *path-loss exponent*). Ztráty L v dB lze vyjádřit jako funkci vzdálenosti vztahem:

$$L(d) = L_1(d_1) + 10n \log\left(\frac{d}{d_1}\right) \quad (5.17)$$

kde d_1 je referenční vzdálenost (m) a L_1 je referenční útlum (dB) pro referenční vzdálenost d_1 . Z praktických důvodů se pro snadný výpočet volí referenční vzdálenost d_1 jednotková, přičemž jako jednotku pro vzdálenost lze místo metrů použít i kilometry či míle.

Základní empirický model je tedy určen dvěma parametry L_1 a n , které jsou zpravidla získány z velkého počtu měření realizovaných v daném prostředí. Zásadní je především exponent n , který udává rychlost nárůstu ztrát se vzdáleností. Na základě statisticky významného počtu měření v daném typu prostředí (zástavby) jsou parametry empirického modelu získávány aproximací naměřených hodnot funkcí (5.17), viz ilustrační obr. 5.14. Z hlediska statistiky je důležitá nejen velikost souboru měřených dat, ale také vyvážené zastoupení měřených lokalit z hlediska mechanismů šíření vln.



Obr. 5.14 Odvození parametrů empirického modelu z měření

Jako orientační hodnoty pro referenční útlum L_1 lze použít ztráty volným prostorem pro referenční vzdálenost d_1 , tj. $L_{FSL}(d_1)$. Vhodná volba spádového koeficientu n pro dané prostředí je z hlediska přesnosti predikce naprosto zásadní. Typické hodnoty jsou obsaženy v tab. 5.1.

prostředí	n (-)
volný prostor	2,0
předměstská zástavba	2,5 – 4,0
hustá městská zástavba	3,0 – 5,0
uvnitř budov – přímá optická viditelnost	1,6 – 1,8
uvnitř budov – zastínění	3,0 – 6,0

Tab. 5.1 Typické hodnoty spádového koeficientu n pro empirický model šíření

Ztráty šířením jsou pouze funkcí vzdálenosti od vysílací antény, tj. výpočet nerespektuje konkrétní geometrickou situaci. Model lze tedy použít jen ve víceméně homogenním prostředí s hladkým nárůstem ztrát šířením se vzdáleností. Přesnost je závislá na empirických parametrech získaných z měření za daných podmínek (prostředí, výšky antén, frekvenční pásmo atd.) a v daném typu prostředí, čímž je limitována platnost použití tohoto empirického modelu.

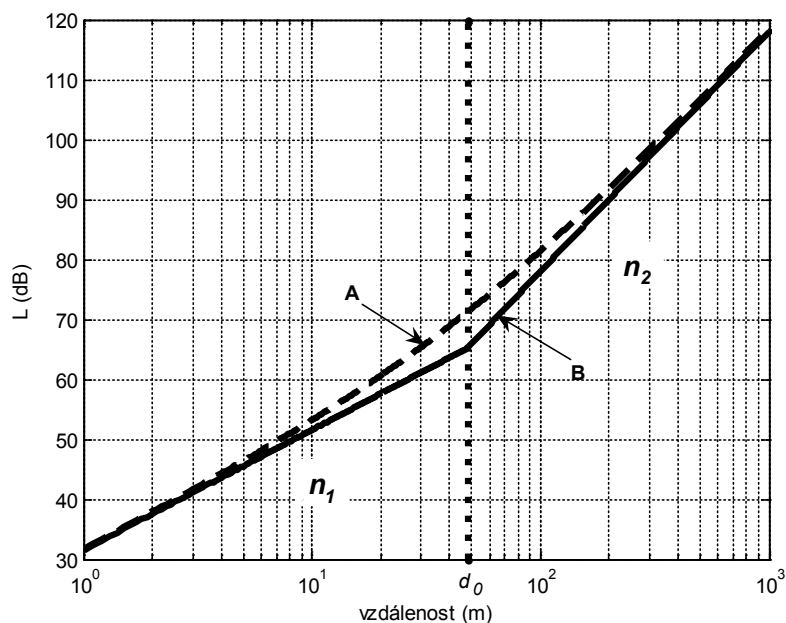
V případě, že chceme uvážit i Fresnelův zlom ve spádové křivce, je nutné upravit (5.17) a použít jiný spádový koeficient pro oblast před a jiný pro oblast za zlomem:

$$\begin{aligned}
 L(d) &= L_1 + 10n_1 \log d & d \leq d_0 \\
 L(d) &= L_1 + 10n_1 \log d_0 + 10n_2 \log \frac{d}{d_0} & d > d_0
 \end{aligned} \quad (5.18)$$

kde d_0 je vzdálenost bodu zlomu (m), n_1 (-) je spádový koeficient pro $d < d_0$ a n_2 (-) je spádový koeficient pro $d > d_0$. Fresnelův zlom určíme podle (5.15). Průběh ztrát šířením $L(d)$ lze vyjádřit i jediným vztahem (5.19) s hladkým průběhem kolem bodu zlomu:

$$L(d) = L_1 + 10n_1 \log d + 10(n_2 - n_1) \log \left(1 + \frac{d}{d_0} \right) \quad (5.19)$$

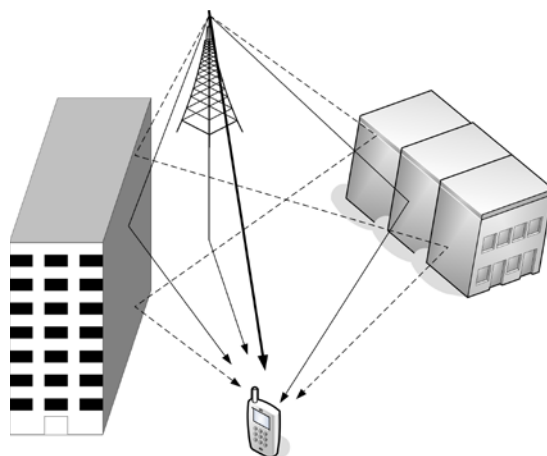
Spádovou křivku modelovanou pomocí (5.18) a (5.19) demonstruje obr. 5.15. Typické hodnoty exponentů v zástavbě jsou $n_1 = 2$ a $n_2 = 4$.



Obr. 5.15 Příklad predikce empirickým modelem s uvažováním bodu zlomu na spádové křivce počítané pro křivku A dle (4.70) a pro křivku B (4.69); frekvence 900 MHz, výšky antén 1 a 4 m; odpovídající $d_0 = 48\text{m}$

5.7 Deterministické modely šíření

Univerzální prostředek k modelování šíření vln v zástavbě pro většinu scénářů nabízejí deterministické modely, které vycházejí z fyzikální podstaty šíření elektromagnetické vlny a její interakce se zástavbou. Nejrozšířenějšími jsou tzv. optické modely, které vycházejí z principů geometrické optiky. Šíření elektromagnetických vln je zde aproximováno jednotlivými paprsky. Zmiňovaný přístup vyžaduje, aby všechny objekty byly podstatně větší, než je vlnová délka, což je při obvyklých rozměrech zástavby a frekvenčních pásmech typických pro mobilní služby víceméně splněno.



Obr.5.16 Princip optických modelů

Na obr. 5.16 je znázorněn příklad jednoduché aproximace šíření rádiové vlny na přímou viditelnost podél ulice pomocí paprsků. Vedle přímého paprsku jsou zde zobrazeny také paprsky odražené od země a bočních stěn zástavby, přičemž odrazy mohou být i vícenásobné. Situace je mnohem složitější v případě zastínění přímé spojnice. Paprsek také může

podstoupit difrakci na hranách budov a střech či průchod skrz překážky nebo stěny, uvažujeme-li šíření v interiéru. Mezi dvěma body v městské zástavbě teoreticky existuje nekonečné množství paprsků. Vlna po vícenásobných odrazech a ohybech však nese již pouze zanedbatelnou část energie. Pro konkrétní výpočet je proto zapotřebí omezit maximální počet odrazů, difrakcí a průchodů s tím, že veškeré paprsky překračující tyto limity jsou zanedbány. V bodě příjmu je nutné všechny příspěvky významných příchozích paprsků sečíst:

$$\mathbf{E} = \sum_i \mathbf{E}_i \quad (5.20),$$

kde \mathbf{E} je celková intenzita elektrického pole (V/m) v bodě příjmu a \mathbf{E}_i je intenzita elektrického pole (V/m) i -tého příchozího paprsku. Pro dílčí příspěvek i -tého paprsku platí:

$$\mathbf{E}_i = \mathbf{E}_0 F(\vartheta, \varphi) \frac{e^{-jkd}}{d} \prod_{m=1}^M \mathbf{R}_m \prod_{n=1}^N \mathbf{D}_n \prod_{q=1}^Q \mathbf{P}_q, \quad (5.21)$$

kde \mathbf{E}_0 je konstanta (V/m) závislá na výkonu vysílače, ϑ a φ jsou sférické souřadnice určující směr šíření paprsku od vysílací antény, $F(\vartheta, \varphi)$ je normovaná amplitudová vyzářovací charakteristika (-) vysílací antény, d celková délka dráhy paprsku (m), $k = 2\pi/\lambda$ je vlnové číslo (m^{-1}), M celkový počet odrazů na dráze paprsku (-), \mathbf{R}_m koeficient m -tého odrazu (-), N celkový počet difrakcí na dráze paprsku (-), \mathbf{D}_n je koeficient n -té difrakce (-), Q celkový počet průchodů překážkami (např. stěnami) na dráze paprsku (-) a \mathbf{P}_k je koeficient q -tého prostupu (-).

Při dostatečně věrném popisu úlohy na vstupu, především z geometrického hlediska, jsou optické modely schopné nejen přesně predikovat ztráty šířením, ale též plně popsat vícecestné šíření (např. ve formě impulsové odezvy, úhlů dopadu atd.). Jejich použití je víceméně univerzální, nicméně nejvíce se uplatní v situacích, kdy jednodušší empirické či semi-empirické přístupy selhávají. Jedná se zejména o mikrobežky a do jisté míry i o pikobežky. Předností optických modelů jsou vykoupěny i velkou náročností výpočtu. Pro jejich implementaci je nezbytné aplikovat náročné algoritmy s využitím výkonné výpočetní techniky, proto jsou deterministické modely většinou součástí komplexních plánovacích softwarů.

6 Použitá a doporučená literatura

- [1] Pechač, P., Zvánovec, S., Základy šíření vln pro plánování pozemních rádiových spojů. BEN – technická literatura, Praha, 2007.
- [2] Pechač, P., Šíření v zástavbě – modely pro plánování mobilních rádiových systémů. BEN – technická literatura, Praha, 2006
- [3] Barclay L.W. (Ed), Propagation of Radiowaves, 2nd edition. IEE, 2003.
- [4] Saunders, S., Antennas and Propagation for Wireless Communication Systéme, John Wiley and Sons, London, 1999
- [5] ITU-R, Radiowave Propagation Recommendations, www.itu.int/rec/R-REC-P/en.