

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

Fakulta elektrotechnická

Katedra elektromagnetického pole

Koplanární anténa s vytékající vlnou

Diplomová práce

Vedoucí práce: Doc. Ing. Jan Macháč, DrSc.

Diplomant: Martin Hudlička

leden 2004

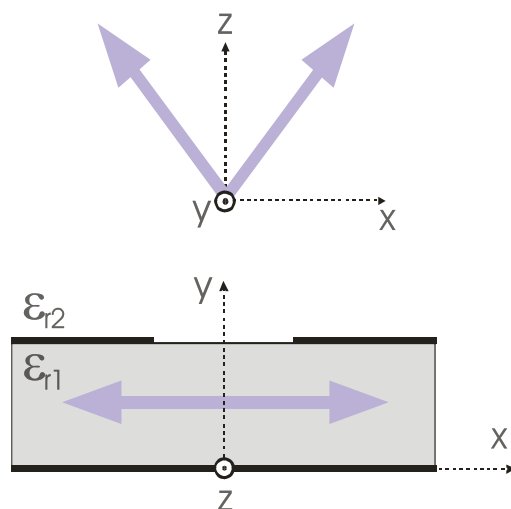
OBSAH

1. ÚVOD.....	6
1.1. Přehled o současném stavu problematiky	6
1.2. Cíle práce	8
2. ZVOLENÁ METODA ŘEŠENÍ.....	9
2.1. Momentová metoda	9
2.2. Výpočet disperzních charakteristik koplanárního vedení pomocí momentové metody ve spektrální oblasti.....	12
3. CHOVÁNÍ VYTÉKAJÍCÍCH VLN NA KOPLANÁRNÍM VEDENÍ.....	21
3.1. Základní vlastnosti vytékajících vln na koplanárním vedení.....	21
3.2. Výpočet disperzních charakteristik koplanárního vedení.....	23
4. NÁVRH KOPLANÁRNÍ ANTÉNY.....	27
4.1. Návrh antény s vytékající vlnou	27
4.2. Simulace a optimalizace antény.....	29
4.3. Návrh a realizace děliče výkonu pro napájení koplanární antény	31
4.4. Praktická realizace antény.....	34
4.5. Dosažené výsledky.....	35
5. ZÁVĚR	41
POUŽITÁ LITERATURA	42
SEZNAM OBRÁZKŮ, POUŽITÉ SYMBOLY.....	44
Seznam obrázků	44
Použité symboly	45

1. ÚVOD

1.1. Přehled o současném stavu problematiky

V současné době velmi rozšířenými vedeními, používanými v mikrovlnné technice a v technice milimetrových vln, jsou planární, popř. uniplanární vedení. Planární vedení představují mikrovlnné obvody umístěné po obou stranách dielektrické podložky (např. mikropáskové vedení, stíněné štěrbinové a stíněné koplanární vedení), uniplanární obvody obsahují vodiče jen po jedné straně podložky (např. dvou vodičové a třívodičové koplanární vedení, štěrbinové vedení). Jsou-li tato vedení částečně nebo úplně otevřená, dochází za určitých podmínek k úniku energie ve formě tzv. vytékajících vln. Byly popsány dva druhy vytékajících vln. Jako povrchově vytékající vlna se označuje fyzikálně možné řešení vlnové rovnice, kdy amplituda vlny klesá ve směru podél vedení a naopak roste ve směru příčném (do substrátu), tj. ve směru osy x (viz Obr. 1.1, ukázka na jednostranně stíněném štěrbinovém vedení), ale je omezena ve směru y (kolmém na substrát).



Obr. 1.1 Jednostranně stíněné štěrbinové vedení

Tato vlna vyjadřuje únik energie z vedení do dielektrického substrátu. Kvalitativně odlišné jsou prostorově vytékající vlny, které představují vytékání energie nad a do substrátu, tedy ve směru osy y i osy x na Obr. 1.1. Na rozdíl od povrchově vytékající vlny roste amplituda prostorově vytékající vlny i ve směru kolmém na substrát, tj. ve směru osy y . Blíže budou vlastnosti vytékajících vln popsány v kapitole 3.

Vytékání energie z otevřených vedení je v mikrovlnných obvodech zpravidla nežádoucí, protože má za následek zvýšení ztrát v obvodu, zvýšení útlumu vedení, způsobuje přeslechy mezi sousedními částmi obvodů a zkreslení přenášených impulsů. Proto je důležité vědět, za jakých podmínek se může vytékající vlna na vedení vybudit a přizpůsobit tomu návrh obvodu. Vlastností prostorových vytékajících vln lze s výhodou využít například při konstrukci planárních antén s vytékající vlnou, kdy je výkon vyzářen vlnou šířící se podél vlastního přenosového vedení. Tento typ antén je svými vlastnostmi odlišný od konvenčních typů planárních antén, které pracují na rezonančním principu v různě širokých kmitočtových pásmech. Jak bude ukázáno dále, kmitočtové pásmo, ve kterém mohou antény s vytékající vlnou excitovat některý z vidů vytékající vlny, je typicky větší než 60%.

Studiu vytékajících vln na planárních vedeních byla v posledních letech věnována velká pozornost. Již z dřívějších prací bylo známo, že na otevřených vedeních je možno v určitém kmitočtovém pásmu excitovat pouze vlnu vázanou, poté nastává kmitočtové pásmo, ve kterém vedení nevede žádnou vlnu a nad tímto intervalem se excituje vlna vytékající, jejíž amplituda roste do stran směrem od vedení do substrátu. Konstanta šíření vázané vlny je reálná. V kmitočtové oblasti, kde vedení nevede žádnou vlnu, je konstanta šíření buď reálná nebo komplexní, avšak v každém případě se jedná o vlnu nefyzikální. Konstanta šíření vytékající vlny je komplexní. V práci [1] je poukázáno na zajímavý jev, totiž že změnou rozměrů vedení je možno dosáhnout překryvu kmitočtových pásem, kdy jsou vybudeny vázaná a vytékající vlna současně a tedy vymizí kmitočtové pásmo, ve kterém není vedena žádná vlna. Tento jev autoři popsali pro dvou vodičové koplanární vedení se spodní metalizací a pro štěrbinové vedení, ovšem zobecnili jej pro jakýkoliv druh otevřeného vedení. Nutno podotknout, že změnou rozměrů vedení se rozumí výrazný nárůst šířky pásků nebo šířky štěrbin a že vedení s takto extrémními rozměry se v běžných mikrovlnných obvodech nevyskytují. V práci [2] je popsáno vybudění nové, do té doby neznámé vytékající vlny na štěrbinovém vedení, představující vytékání do více než jedné povrchové vlny. Tyto vlny mohou existovat i na ostatních planárních vedeních. V uzavřeném tvaru jsou zde také popsány vztahy pro mezní kmitočet vázané vlny v závislosti na geometrických rozměrech štěrbinového vedení, tedy vztahy vhodné pro začlenění do počítačových programů pro analýzu vedení. Analýza štěrbinového a koplanárního vedení jsou si velmi podobné, jak bude ukázáno dále. Pokud nebude uvedeno jinak, potom v dalším textu pod pojmem koplanární vedení bude vždy myšleno třívodičové koplanární vedení. Povrchově vytékající vlny na koplanárním vedení jsou popsány např. v [3],

kde je provedena analýza pro vedení s krajními vodiči konečné i nekonečné šířky, přičemž substrát zůstává stále nekonečně rozlehlý. Pro oba typy vedení je popsána existence ostrých a hlubokých minim v kmitočtové závislosti průběhu konstanty útlumu. Jejich poloha se mění v závislosti na geometrických rozměrech vedení a je diskutován významný rozdíl mezi disperzními charakteristikami koplanárního vedení s krajními vodiči konečné a nekonečné šířky. Detailní analýza disperzních charakteristik povrchově vytékajících vln na koplanárním vedení metodou momentů ve spektrální oblasti je uvedena v práci [4]. Ve velmi širokém kmitočtovém pásmu je povrchové vytékání vln z koplanárního vedení popsáno v práci [5]. Detailnější popis chování prostorově vytékajících vln na koplanárním vedení dosud nebyl v soudobé literatuře proveden a bude částečně cílem této práce.

Využití vytékajících vln pro stavbu planárních antén s vytékající vlnou bylo předvedeno např. v pracích [6], [7] pro štěrbinové vedení.

1.2. Cíle práce

Prvním cílem této práce je shrnout poznatky týkající se excitace prostorově vytékajících vln na koplanárním vedení se širokými štěrbinami, tzn. diskutovat kmitočtové pásmo, ve kterém je možné prostorově vytékající vlnu vybudit v závislosti na geometrických rozměrech vedení, použitém substrátu, tloušťce substrátu a dalších vlivech. Práce si neklade za cíl podat vyčerpávající popis pro široký rozsah parametrů, spíše se bude orientovat na parametry dostupné u komerčních substrátů. Dalším cílem je ukázat, že koplanární vedení se širokými štěrbinami lze při vhodně zvolených rozměrech využít jako širokopásmovou anténu s prostorovou vytékající vlnou, jejíž vyzařovací charakteristiky bude možno ovlivňovat kmitočtem. Ověřením tohoto předpokladu bude praktická realizace antény a následné změření jejích vlastností (činitel odrazu na vstupu antény a směrové vyzařovací charakteristiky antény).

2. ZVOLENÁ METODA ŘEŠENÍ

Pro popis vlny na vedení jsou důležité především její tzv. disperzní charakteristiky, tedy kmitočtová závislost konstanty útlumu a fázové konstanty vlny. Právě pomocí disperzních charakteristik lze určit, jaké typy vln se mohou na daném vedení vybudit. V následujících kapitolách bude předveden postup výpočtu disperzních charakteristik koplanárního vedení pomocí metody momentů ve spektrální oblasti. Jak bude ukázáno dále, analýza všech planárních vedení touto metodou je obdobná, liší se pouze použitými báзовými a Greenovými funkcemi. Nejprve se analyticky nalezne vyjádření elektromagnetického pole ve štěrbinách a potom numericky (metodou momentů ve spektrální oblasti) bude určena jeho velikost.

2.1. Momentová metoda

Momentová metoda je jednou z velice častých metod pro řešení lineárních, diferenciálních, integrálních nebo integro-diferenciálních rovnic. Není to numerická metoda v pravém slova smyslu, spíše metoda přibližná. Aplikací momentové metody se původní rovnice převede na soustavu lineárních algebraických rovnic pro neznámé koeficienty v rozvoji pro hledanou funkci. Počítačové algoritmy pro řešení soustav lineárních algebraických rovnic jsou dobře známy, proto je tato metoda vhodná k řešení pomocí výpočetní techniky.

V následujících odstavcích bude vysvětlena matematická podstata metody momentů. Předpokládáme nějakou obecnou lineární rovnici

$$\mathbf{L}(f) = g \quad (2.1)$$

kde \mathbf{L} je libovolný lineární operátor, g je zdrojová funkce. Na tento obecný lineární operátor jsou kladeny tyto požadavky pro skalární součin:

- komutativnost $\langle \mathbf{f}, \mathbf{g} \rangle = \langle \mathbf{g}, \mathbf{f} \rangle$
- linearita $\langle \alpha \mathbf{f} + \beta \mathbf{g}, \mathbf{h} \rangle = \alpha \langle \mathbf{f}, \mathbf{h} \rangle + \beta \langle \mathbf{g}, \mathbf{h} \rangle$
- modul prvku $\|\mathbf{f}\| = \langle \mathbf{f}^*, \mathbf{f} \rangle$

- metrika - vzdálenost $d(\mathbf{f}, \mathbf{g}) = \|\mathbf{f} - \mathbf{g}\| = \langle (\mathbf{f} - \mathbf{g})^*, (\mathbf{f} - \mathbf{g}) \rangle$,

kde symbol $*$ představuje komplexně sdruženou funkci.

Cílem je nalézt funkci f podle vztahu

$$f = \mathbf{L}^{-1}(\mathbf{g}) \quad (2.2)$$

Spolu s řešením rovnice (2.2) je nutné brát zřetel i na okrajové podmínky. Funkci f hledáme ve tvaru

$$f = \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_n f_n, \quad (2.3)$$

kde f_n jsou bázové funkce a α_n jsou neznámé koeficienty. V praxi stačí uvažovat jen omezený počet členů N tak, aby se nalezené řešení příliš nelišilo od ideálního. Po dosazení vztahu (2.3) do (2.2) dostáváme

$$\mathbf{L} \left(\sum_{n=1}^N \alpha_n f_n \right) = \mathbf{g} \quad (2.4)$$

S využitím linearit operátoru \mathbf{L} dostáváme

$$\sum_{n=1}^N \alpha_n \mathbf{L}(f_n) = \mathbf{g}. \quad (2.5)$$

Nyní je na obě strany rovnice aplikován skalární součin s N testovacími funkcemi w_m

$$\sum_{n=1}^N \alpha_n \langle w_m, \mathbf{L}(f_n) \rangle = \langle w_m, \mathbf{g} \rangle \quad m = 1, 2, \dots, N \quad (2.6)$$

Tím dostáváme N algebraických rovnic pro neznámé koeficienty α_n . Tyto rovnice lze přehledně přepsat pomocí maticového zápisu

$$[\mathbf{A}_{mn}] [\alpha_n] = [\mathbf{g}_m] \quad (2.7)$$

kde $\mathbf{A}_{mn} = \langle w_m, \mathbf{L}(f_n) \rangle$, $\mathbf{g}_m = \langle w_m, \mathbf{g} \rangle$ a $[\alpha_n]$ je sloupcový vektor koeficientů α_n .

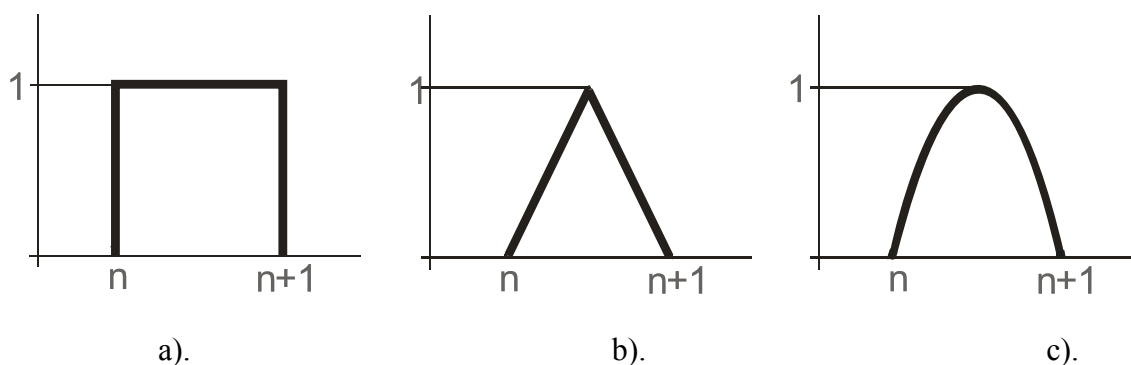
Z lineární algebry potom platí, že

$$[\alpha_n] = [\mathbf{A}_{mn}]^{-1} [g_m] \quad (2.8)$$

Přesnost nalezeného řešení závisí na volbě N, f_n a w_m . Pro $f_n = w_m$ dostáváme tzv. Galerkinovu metodu. Volíme-li $N = \infty$, potom výsledek nezávisí na volbě f_n, w_m . Při numerickém řešení pomocí výpočetní techniky je však nutno zvolit N pouze konečné a výběr funkcí f_n, w_m se řídí požadavky na přesnost a potřebou snadného výpočtu prvků matic $[\mathbf{A}_{mn}]$ a $[g_m]$.

Bázové funkce f_n dělíme na dva základní druhy podle toho, jaký druh problému právě řešíme:

- funkce impulsní definované na subintervalech definičního oboru funkce f (po úsecích konstantní funkce, trojúhelníkové impulsy, úseky funkce \sin a podobně, viz Obr. 2.1) použijeme v případech, kde očekáváme komplikovaný průběh pole nebo pokud má analyzovaná struktura složitý tvar
- funkce definované na celé oblasti definičního oboru funkce f (např. \sin, \cos) použijeme v případech, kdy přibližně známe (např. z měření) průběh rozložení pole na struktuře a toto rozložení se svým tvarem podobá průběhu některé z výše uvedených analytických funkcí.

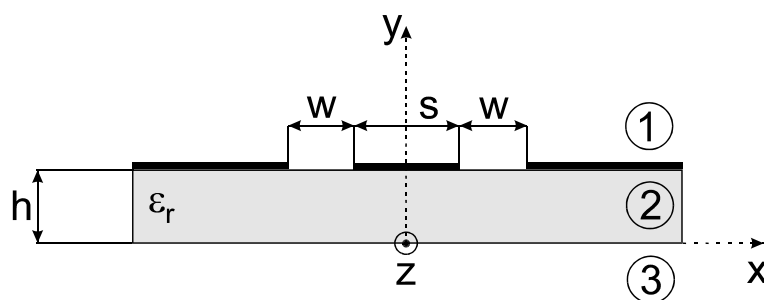


Obr. 2.1 Příklady impulsních bázových funkcí; a). obdélníková, b). trojúhelníková, c). úsek funkce $\sin x$

Testovací funkce w_m volíme obdobně. Za testovací funkce můžeme zvolit i Diracovy impulsy $\delta(x - x_n)$ nebo po úsecích konstantní funkce, např. pokud vyšetřujeme rozložení pole na jednorozměrných strukturách (drátové antény apod.).

2.2. Výpočet disperzních charakteristik koplanárního vedení pomocí momentové metody ve spektrální oblasti

Tato metoda předpokládá podélně homogenní, nekonečně rozlehlá planární nebo uniplanární vedení na substrátu nekonečné šířky, s pokovením nulové tloušťky o nekonečné vodivosti. Uvažíme-li vlnu šířící se podél tohoto vedení ve směru z s obecně komplexní konstantou šíření γ_z , kdy závislost na prostorové souřadnici z má tvar $e^{-j\gamma_z z}$, získáme rozložení elektromagnetického pole tohoto vidu řešením vlnové rovnice pro dvě proměnné x, y (viz Obr. 2.2). Proměnnou x vyloučíme integrací pomocí Fourierovy transformace. Místo souřadnice x je zavedena nová spektrální proměnná ξ . Vlnová rovnice popisující rozložení pole v příčném směru se tak převede na obyčejnou diferenciální rovnici druhého řádu, jejíž řešení lze provést analyticky.



Obr. 2.2 Průřez třívodičovým koplanárním vedením

Uvedme nyní postup odvození výpočtu konstanty šíření. Koplanární vedení patří do skupiny vedení, jejichž dominantním videm je tzv. hybridní elektromagnetická vlna HEM. Tuto vlnu lze matematicky vyjádřit jako superpozici vln TE a TM, které se dají výhodně popsat pomocí Hertzových vektorů Π^e a Π^m [11]

$$\Pi^{m,e} = \mathbf{y}_0 \Pi_y^{m,e} = \mathbf{y}_0 \Psi^{m,e}(x, y) \cdot \exp(-j\gamma_z z) \quad (2.9)$$

kde $\gamma_z = \beta_r - j\beta_i$ je konstanta šíření ve směru osy z , β_r je fázová konstanta vlny, β_i je konstanta útlumu vlny a Ψ^e , popř. Ψ^m jsou elektrický, popř. magnetický potenciál. Pomocí Hertzových vektorů můžeme vyjádřit vektory intenzit pole

$$\mathbf{E} = k^2 \Pi^e + \text{grad div } \Pi^e - j\omega\mu \text{ rot } \Pi^m \quad (2.10)$$

$$\mathbf{H} = k^2 \Pi^m + \text{grad div } \Pi^m + j\omega\varepsilon \text{ rot } \Pi^e, \quad (2.11)$$

kde k je konstanta šíření vlny ve volném prostoru. Funkce Ψ^e a Ψ^m splňují vlnové rovnice

$$\Delta\Psi^{e,m}(x,y) + (k^2 - \gamma_z^2)\Psi^{e,m}(x,y) = 0. \quad (2.12)$$

Aplikujeme-li na rovnici (2.12) Fourierovu transformaci podle vztahu

$$\tilde{\Psi}(y,\xi) = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(x,y) \cdot \exp(jx\xi) dx, \quad (2.13)$$

dostaneme obyčejnou lineární diferenciální rovnici

$$\frac{d^2\tilde{\Psi}^{e,m}(y,\xi)}{dy^2} + (k^2 - \gamma_z^2 - \xi^2)\tilde{\Psi}^{e,m}(y,\xi) = 0. \quad (2.14)$$

V dalším textu budou Fourierovy obrazy jednotlivých veličin označeny vlnovkou (\sim). Analytickým řešením předchozí rovnice je

$$\tilde{\Psi}_1^{e,m} = A^{e,m} \cdot \exp(-\gamma_1 y) \quad \text{pro } y > h \quad (2.15)$$

$$\tilde{\Psi}_2^e = B^e \cdot \sinh(\gamma_2 y) + C^e \cdot \cosh(\gamma_2 y) \quad \text{pro } 0 < y < h \quad (2.16)$$

$$\tilde{\Psi}_2^m = B^m \cdot \cosh(\gamma_2 y) + C^m \cdot \sinh(\gamma_2 y) \quad \text{pro } 0 < y < h \quad (2.17)$$

$$\tilde{\Psi}_3^{e,m} = D^{e,m} \cdot \exp(\gamma_1 y) \quad \text{pro } y < 0, \quad (2.18)$$

kde

$$\gamma_1^2 = \xi^2 + \gamma_z^2 - k_0^2 \quad (2.19)$$

$$\gamma_2^2 = \xi^2 + \gamma_z^2 - k_0^2 \epsilon_r \quad (2.20)$$

V rovnicích (2.15) až (2.18) představují indexy 1, 2, 3 příslušnost k jednotlivým oblastem znázorněným na Obr. 2.2. Složky intenzit elektrického a magnetického pole dostaneme dosazením (2.9) do (2.10) a (2.11). Tím dostáváme vztahy pro intenzity pole ve spektrální oblasti

$$\tilde{E}_x = -j\xi \frac{\partial \tilde{\Psi}^e}{\partial y} + \omega\mu\gamma_z \tilde{\Psi}^m \quad (2.21)$$

$$\tilde{E}_y = k^2 \tilde{\Psi}^e + \frac{\partial^2 \tilde{\Psi}^e}{\partial y^2} \quad (2.22)$$

$$\tilde{E}_z = -j\gamma_z \frac{\partial \tilde{\Psi}^e}{\partial y} - \omega\mu\xi \tilde{\Psi}^m \quad (2.23)$$

$$\tilde{H}_x = -j\xi \frac{\partial \tilde{\Psi}^m}{\partial y} - \omega\varepsilon\gamma_z \tilde{\Psi}^e \quad (2.24)$$

$$\tilde{H}_y = k^2 \tilde{\Psi}^m + \frac{\partial^2 \tilde{\Psi}^m}{\partial y^2} \quad (2.25)$$

$$\tilde{H}_z = -j\gamma_z \frac{\partial \tilde{\Psi}^m}{\partial y} + \omega\varepsilon\xi \tilde{\Psi}^e, \quad (2.26)$$

kde pro vzduch platí $k = k_0$ a $\varepsilon = \varepsilon_0$ a pro dielektrický substrát platí $k = k_0\sqrt{\varepsilon_r}$ a $\varepsilon = \varepsilon_0\varepsilon_r$.

Pro zkrácení zápisu zavedeme nové značení

$$C_2(y) = \cosh(\gamma_2 y) \quad (2.27)$$

$$S_2(y) = \sinh(\gamma_2 y) \quad (2.28)$$

Po dosazení rovnic (2.15) až (2.18) do (2.21) až (2.26) dostáváme vztahy pro intenzitu elektrického a magnetického pole v oblasti 1

$$\tilde{E}_{x1} = j\xi\gamma_1 A^e \cdot \exp(-\gamma_1 y) + \omega\mu\gamma_z A^m \cdot \exp(-\gamma_1 y) \quad (2.29)$$

$$\tilde{E}_{y1} = (k_0^2 + \gamma_1^2) A^e \cdot \exp(-\gamma_1 y) \quad (2.30)$$

$$\tilde{E}_{z1} = j\gamma_z \gamma_1 A^e \cdot \exp(-\gamma_1 y) - \omega\mu\xi A^m \cdot \exp(-\gamma_1 y) \quad (2.31)$$

$$\tilde{H}_{x1} = j\xi\gamma_1 A^m \cdot \exp(-\gamma_1 y) - \omega\varepsilon_0\gamma_z A^e \cdot \exp(-\gamma_1 y) \quad (2.32)$$

$$\tilde{H}_{y1} = (k_0^2 + \gamma_1^2) A^m \cdot \exp(-\gamma_1 y) \quad (2.33)$$

$$\tilde{H}_{z1} = j\gamma_z \gamma_1 A^m \cdot \exp(-\gamma_1 y) + \omega\varepsilon_0\xi A^e \cdot \exp(-\gamma_1 y) \quad (2.34)$$

pro intenzity pole v oblasti 2 dostáváme

$$\tilde{E}_{x2} = -j\xi\gamma_2 [B^e C_2(y) + C^e S_2(y)] + \omega\mu\gamma_z [B^m C_2(y) + C^m S_2(y)] \quad (2.35)$$

$$\tilde{E}_{y2} = (k_0^2 \varepsilon_r + \gamma_2^2) [B^e S_2(y) + C^e C_2(y)] \quad (2.36)$$

$$\tilde{E}_{z2} = -j\gamma_z\gamma_2 [B^e C_2(y) + C^e S_2(y)] - \omega\mu\xi [B^m C_2(y) + C^m S_2(y)] \quad (2.37)$$

$$\tilde{H}_{x2} = -j\xi\gamma_2 [B^m S_2(y) + C^m C_2(y)] - \omega\varepsilon\gamma_z [B^e S_2(y) + C^e C_2(y)] \quad (2.38)$$

$$\tilde{H}_{y2} = (k_0^2 \varepsilon_r + \gamma_2^2) [B^m C_2(y) + C^m S_2(y)] \quad (2.39)$$

$$\tilde{H}_{z2} = -j\gamma_z\gamma_2 [B^m S_2(y) + C^m C_2(y)] + \omega\varepsilon\xi [B^e S_2(y) + C^e C_2(y)] \quad (2.40)$$

a pro intenzity pole v oblasti 3 platí

$$\tilde{E}_{x3} = -j\xi\gamma_1 D^e \cdot \exp(\gamma_1 y) + \omega\mu\gamma_z D^m \cdot \exp(\gamma_1 y) \quad (2.41)$$

$$\tilde{E}_{y3} = (k_0^2 + \gamma_1^2) D^e \cdot \exp(\gamma_1 y) \quad (2.42)$$

$$\tilde{E}_{z3} = -j\gamma_z\gamma_1 D^e \cdot \exp(\gamma_1 y) - \omega\mu\xi D^m \cdot \exp(\gamma_1 y) \quad (2.43)$$

$$\tilde{H}_{x3} = -j\xi\gamma_1 D^m \cdot \exp(\gamma_1 y) - \omega\varepsilon_0\gamma_z D^e \cdot \exp(\gamma_1 y) \quad (2.44)$$

$$\tilde{H}_{y3} = (k_0^2 + \gamma_1^2) D^m \cdot \exp(\gamma_1 y) \quad (2.45)$$

$$\tilde{H}_{z3} = -j\gamma_z\gamma_1 D^m \cdot \exp(\gamma_1 y) + \omega\varepsilon_0\xi D^e \cdot \exp(\gamma_1 y) \quad (2.46)$$

Intenzity pole musí na obou rozhraních splňovat následující hraniční podmínky. Pro $y = h$

$$\tilde{E}_{x1} = \tilde{E}_{x2} \quad (2.47)$$

$$\tilde{E}_{z1} = \tilde{E}_{z2} \quad (2.48)$$

$$\tilde{H}_{x2} - \tilde{H}_{x1} = \tilde{J}_z \quad (2.49)$$

$$\tilde{H}_{z2} - \tilde{H}_{z1} = -\tilde{J}_x \quad (2.50)$$

a pro $y = 0$

$$\tilde{E}_{x2} = \tilde{E}_{x3} \quad (2.51)$$

$$\tilde{E}_{z2} = \tilde{E}_{z3} \quad (2.52)$$

$$\tilde{H}_{x2} = \tilde{H}_{x3} \quad (2.53)$$

$$\tilde{H}_{z_2} = \tilde{H}_{z_3} \quad (2.54)$$

Z hraničních podmínek lze nyní určit neznámé konstanty $A^e, A^m, B^e, B^m, C^e, C^m, D^e, D^m$. Po dosazení konstant A^e a A^m do rovnic (2.29) a (2.30) dostáváme vztahy

$$\tilde{E}_{z_1} = \tilde{Z}_{zz}\tilde{J}_z + \tilde{Z}_{zx}\tilde{J}_x \quad (2.55)$$

$$\tilde{E}_{x_1} = \tilde{Z}_{zx}\tilde{J}_z + \tilde{Z}_{xx}\tilde{J}_x \quad (2.56)$$

kde \tilde{J}_x a \tilde{J}_z jsou plošné hustoty proudu a pro \tilde{Z}_{mn} platí

$$\tilde{Z}_{zz} = \frac{j}{\xi^2 + \gamma_z^2} (\gamma_z^2 Z_e - \xi^2 Z_m) \quad (2.57)$$

$$\tilde{Z}_{zx} = \frac{j\xi\gamma_z}{\xi^2 + \gamma_z^2} (Z_e + Z_m) \quad (2.58)$$

$$\tilde{Z}_{xx} = \frac{j}{\xi^2 + \gamma_z^2} (\xi^2 Z_e - \gamma_z^2 Z_m), \quad (2.59)$$

a kde Z_e a Z_m jsou vyjádřeny vztahy

$$Z_e = \frac{\gamma_1\gamma_2 [\gamma_2 S_2(h) + \varepsilon_r \gamma_1 C_2(h)]}{\omega\varepsilon_0 [S_2(h) \cdot (\varepsilon_r^2 \gamma_1^2 + \gamma_2^2) + 2\varepsilon_r \gamma_1 \gamma_2 C_2(h)]} \quad (2.60)$$

$$Z_m = \frac{\omega\mu [\gamma_1 S_2(h) + \gamma_2 C_2(h)]}{S_2(h) \cdot (\gamma_1^2 + \gamma_2^2) + 2\gamma_1 \gamma_2 C_2(h)}. \quad (2.61)$$

Vyjádříme-li \tilde{J}_x a \tilde{J}_z v závislosti na intenzitě elektrického pole \tilde{E}_{x_1} a \tilde{E}_{z_1} , tj. inverzí vztahů (2.55) a (2.56), dostáváme

$$\begin{bmatrix} \tilde{J}_z \\ \tilde{J}_x \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{Y}_{zz} & \tilde{Y}_{zx} \\ \tilde{Y}_{zx} & \tilde{Y}_{xx} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \tilde{E}_{z_1} \\ \tilde{E}_{x_1} \end{bmatrix}. \quad (2.62)$$

Funkce \tilde{Y}_{mn} jsou Greenovy funkce, které jsou rovny

$$\tilde{Y}_{zz} = \frac{j}{\xi^2 + \gamma_z^2} \left(\frac{\xi^2}{Z_m} - \frac{\gamma_z^2}{Z_e} \right) \quad (2.63)$$

$$\tilde{Y}_{zx} = -\frac{j\xi\gamma_z}{\xi^2 + \gamma_z^2} \left(\frac{1}{Z_e} + \frac{1}{Z_m} \right) \quad (2.64)$$

$$\tilde{Y}_{xx} = \frac{j}{\xi^2 + \gamma_z^2} \left(\frac{\gamma_z^2}{Z_m} - \frac{\xi^2}{Z_e} \right), \quad (2.65)$$

$S_2(h)$, resp. $C_2(h)$ zde znamenají hodnotu funkcí (2.27), resp. (2.28) v bodě $y = h$. Pokud zvolíme hodnotu spektrální proměnné $\xi = 0$, potom nulový bod funkce (2.60) odpovídá konstantě šíření povrchové vlny (TM) v jednostranně pokovené dielektrické desce tloušťky h a nulový bod funkce (2.61) odpovídá za stejné podmínky konstantě šíření povrchové vlny TE. Pro nalezení konstanty šíření povrchové vlny TM je třeba najít kořen rovnice

$$\gamma_2 S_2(h) + \varepsilon_r \gamma_1 C_2(h) = 0, \quad (2.66)$$

kteřá se dá upravit na tvar

$$\operatorname{tgh} \left(h \sqrt{\xi^2 + \gamma_z^2 - \varepsilon_r k_0^2} \right) + \varepsilon_r \sqrt{\frac{\xi^2 + \gamma_z^2 - k_0^2}{\xi^2 + \gamma_z^2 - \varepsilon_r k_0^2}} = 0. \quad (2.67)$$

Obdobně pro konstantu šíření povrchové vlny TE dostaneme rovnici

$$\operatorname{tgh} \left(h \sqrt{\xi^2 + \gamma_z^2 - \varepsilon_r k_0^2} \right) + \sqrt{\frac{\xi^2 + \gamma_z^2 - \varepsilon_r k_0^2}{\xi^2 + \gamma_z^2 - k_0^2}} = 0. \quad (2.68)$$

Konstanty šíření vln TE a TM lze tedy určit řešením transcendentních rovnic (2.67) a (2.68). Nyní bude naznačen postup výpočtu rozložení elektrického pole a konstanty šíření vidů, které se mohou podél vedení šířit. Soustavu rovnic (2.62) budeme řešit Galerkinovou metodou, což znamená, že za testovací funkce volíme báze funkce. Při výběru báze funkcí je třeba se řídit požadavky, aby funkce co nejlépe popisovaly rozložení pole ve štěrbinách, musí existovat jejich Fourierův obraz a musí být lineárně nezávislé. Protože pole napříč štěrbinami není zcela symetrické vzhledem ke středu štěrbin, zavádíme liché báze funkce pro složku E_x a sudé báze funkce pro složku E_z . Tvarem báze funkcí také vybíráme vid vlny, jehož konstantu šíření hledáme. Metoda je tedy použitelná na výpočet konstanty šíření dominantního vidu a také vyšších vidů šířících se na koplanárním vedení. Rozložení pole ve štěrbinách vyjádříme jako lineární kombinaci báze funkcí. Požadavky na báze funkce splňují například funkce uvedené v [8], pro každou ze štěrbin platí jen polovina vztahu

$$E_{xn}(x) = \begin{cases} \frac{\cos[n\pi(x+b)/w]}{\sqrt{1-[2(x+b)/w]^2}} & \text{pro } x < 0 \\ -\frac{\cos[n\pi(x-b)/w]}{\sqrt{1-[2(x-b)/w]^2}} & \text{pro } x > 0 \end{cases}, \quad n = 0, 2, \dots \quad (2.69)$$

$$E_{xn}(x) = \begin{cases} \frac{\sin[n\pi(x+b)/w]}{\sqrt{1-[2(x+b)/w]^2}} & \text{pro } x < 0 \\ +\frac{\sin[n\pi(x-b)/w]}{\sqrt{1-[2(x-b)/w]^2}} & \text{pro } x > 0 \end{cases}, \quad n = 1, 3, \dots \quad (2.70)$$

$$E_{zn}(x) = \begin{cases} \frac{\cos[n\pi(x+b)/w]}{\sqrt{1-[2(x+b)/w]^2}} & \text{pro } x < 0 \\ +\frac{\cos[n\pi(x-b)/w]}{\sqrt{1-[2(x-b)/w]^2}} & \text{pro } x > 0 \end{cases}, \quad n = 0, 2, \dots \quad (2.71)$$

$$E_{zn}(x) = \begin{cases} \frac{\sin[n\pi(x+b)/w]}{\sqrt{1-[2(x+b)/w]^2}} & \text{pro } x < 0 \\ -\frac{\sin[n\pi(x-b)/w]}{\sqrt{1-[2(x-b)/w]^2}} & \text{pro } x > 0, \end{cases} \quad n = 2, 4, \dots \quad (2.72)$$

kde

$$b = \frac{w}{2} + \frac{s}{2}. \quad (2.73)$$

Bázové funkce nabývají nenulových hodnot jen na intervalech $\left\langle -w + \frac{s}{2}, -\frac{s}{2} \right\rangle$ a $\left\langle \frac{s}{2}, w + \frac{s}{2} \right\rangle$

(viz Obr. 2.2), tedy nad oblastí štěrbin, všude jinde jsou nulové. Fourierovy obrazy funkcí (2.69) až (2.72) jsou (viz [8])

$$\tilde{E}_{xn}(\xi) = \frac{-j\pi w}{2} \sin(\xi b) \left[J_0\left(\frac{|w\xi + n\pi|}{2}\right) + J_0\left(\frac{|w\xi - n\pi|}{2}\right) \right], \quad n = 0, 2, \dots \quad (2.74)$$

$$\tilde{E}_{xn}(\xi) = \frac{-j\pi w}{2} \cos(\xi b) \left[J_0\left(\frac{|w\xi + n\pi|}{2}\right) - J_0\left(\frac{|w\xi - n\pi|}{2}\right) \right], \quad n = 1, 3, \dots \quad (2.75)$$

$$\tilde{E}_{zn}(\xi) = \frac{\pi w}{2} \cos(\xi b) \left[J_0\left(\frac{|w\xi + n\pi|}{2}\right) + J_0\left(\frac{|w\xi - n\pi|}{2}\right) \right], \quad n = 1, 3, \dots \quad (2.76)$$

$$\tilde{E}_{zn}(\xi) = \frac{-\pi w}{2} \sin(\xi b) \left[J_0\left(\frac{|w\xi + n\pi|}{2}\right) - J_0\left(\frac{|w\xi - n\pi|}{2}\right) \right], \quad n = 2, 4, \dots \quad (2.77)$$

kde J_0 je Besselova funkce prvního druhu nultého řádu, w je šířka štěrbin. Intenzity elektrického pole ve spektrální oblasti vyjádříme ve tvaru řad

$$\tilde{E}_z(\xi) = \sum_{n=1}^{\infty} c_{zn} \tilde{E}_{zn}(\xi) \quad (2.78)$$

$$\tilde{E}_x(\xi) = \sum_{n=0}^{\infty} c_{xn} \tilde{E}_{xn}(\xi), \quad (2.79)$$

kde c_{zn} , c_{xn} jsou komplexní amplitudy, $\tilde{E}_{zn}(\xi)$ jsou Fourierovy obrazy funkcí (2.71), (2.72) a $\tilde{E}_{xn}(\xi)$ jsou Fourierovy obrazy funkcí (2.69), (2.70). Řady (2.78) a (2.79) nyní dosadíme do soustavy rovnic (2.62). Každou z rovnic soustavy postupně násobíme bázovými funkcemi \tilde{E}_{zn}^* a \tilde{E}_{xn}^* (hvězdička značí komplexně sdruženou veličinu) a integrujeme podle ξ v intervalu $(-\infty, \infty)$. Při výpočtu využijeme Parsevalovu větu

$$\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{J}_z(\xi) \cdot E_{zn}^*(\xi) d\xi = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} J_z(x) \cdot E_{zn}^*(x) dx = 0, \quad (2.80)$$

kde integrál počítaný přes prostorovou souřadnici x je roven nule, neboť funkce $J_z(x)$ a $E_{zn}(x)$ jsou nenulové v komplementárních oblastech (elektrické pole ve štěrbině, proudová hustota na vodivých vrstvách). Obdobně je tomu i pro další kombinace ze soustavy funkcí (2.62). Dostáváme tak výslednou soustavu homogenních rovnic

$$\sum_{k=1}^{\infty} \left[c_{zk} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{Y}_{zz}(\xi) \tilde{E}_{zk}(\xi) E_{zn}^*(\xi) d\xi + c_{xk} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{Y}_{zx}(\xi) \tilde{E}_{xk}(\xi) E_{zn}^*(\xi) d\xi \right] = 0$$

pro $n = 1, 2, \dots$ (2.81)

$$\sum_{k=1}^{\infty} \left[c_{zk} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{Y}_{zx}(\xi) \tilde{E}_{zk}(\xi) E_{xn}^*(\xi) d\xi + c_{xk} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{Y}_{xx}(\xi) \tilde{E}_{xk}(\xi) E_{xn}^*(\xi) d\xi \right] = 0$$

pro $n = 1, 2, \dots$ (2.82)

Horní mez v řadách je nutno omezit na konečné číslo s ohledem na řešitelnost pomocí výpočetní techniky a také s ohledem na to, jaký řád vidu příslušné vlny právě hledáme. Pro domi-

nantní vid je potřeba nejméně dvou bázových funkcí v rovině x a dvou v rovině z . Soustavu rovnic (2.81) a (2.82) lze zapsat v maticovém tvaru jako

$$[\mathbf{M}] \cdot \begin{bmatrix} c_{zk} \\ c_{xk} \end{bmatrix} = [\mathbf{0}]. \quad (2.83)$$

Konstanty šíření vln γ_z určíme z podmínky řešitelnosti soustavy rovnic (2.83), tj. z rovnice

$$\det[\mathbf{M}] = 0. \quad (2.84)$$

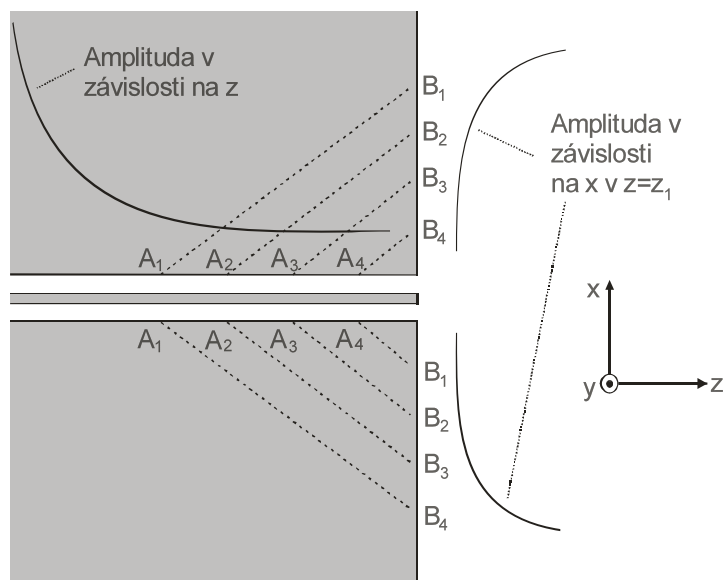
Chceme-li určit konstanty šíření vln, šířících se po vedení, je nutno opakovaně počítat determinant $[\mathbf{M}]$ pro různé hodnoty γ_z . Integrace je komplikována tím, že Greenova funkce může obsahovat póly a body rozvětvení. Jednotlivé typy vln dostaneme vhodnou volbou integrační dráhy v komplexní rovině spektrální rovině ζ při výpočtu integrálů ve vztazích (2.81), (2.82). Detailní popis je uveden v [12]. Podle charakteru řešení pak mluvíme o vlně vázané, prostorově nebo povrchově vytékajících vlnách různých řádů, případně o jejich současné excitaci.

3. CHOVÁNÍ VYTÉKAJÍCÍCH VLN NA KOPLANÁRNÍM VEDENÍ

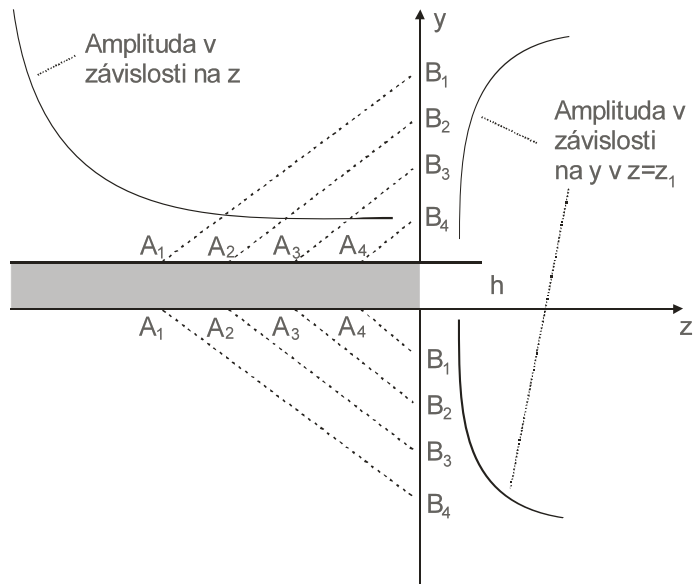
V této kapitole budou popsány základní vlastnosti povrchově a prostorově vytékajících vln na koplanárním vedení. Následně bude provedena diskuse prostorově vytékajících vln na koplanárním vedení (použitelné kmitočtové pásmo, útlum vlny a podobně) v závislosti na geometrických rozměrech vedení a na použitém substrátu (tloušťka, permitivita). Diskuse bude provedena pouze pro vytékající vlnu prvního řádu.

3.1. Základní vlastnosti vytékajících vln na koplanárním vedení

V literatuře, věnující se problematice vytékajících vln, je patrná určitá nejednotnost používaného názvosloví. V této práci je přihlédnuto k názvosloví používanému autory prací [2], [5]. Povrchově vytékající vlnou (surface leaky wave) bude v této práci nazýváno fyzikálně možné řešení vlnové rovnice pro planární (uniplanární) vedení popisující vlny, jejichž amplituda klesá ve směru podél vedení a naopak roste ve směru příčném (viz Obr. 3.1). Prostorově vytékající vlna (space leaky wave) je řešením vlnové rovnice popisující vlnu, jejíž amplituda roste ve směru příčném kolmo na substrát, v případě neomezeného substrátu i do stran (viz Obr. 3.2).



Obr. 3.1 Povrchově vytékající vlna na koplanárním vedení



Obr. 3.2 Prostorově vytékající vlna na koplanárním vedení

U vlny vázané a obou druhů vytékajících vln rozlišujeme vidy různých řádů. Řád vidu je určen počtem změn orientace příčné složky elektrického pole E_x ve štěrbinách. U koplanárního vedení se setkáme pouze s lichou symetrií složky E_x vzhledem k rovině symetrie umístěné uprostřed středního vodiče. Přitom na každé štěrbině má složka E_x jak lokálně sudou, tak lokálně lichou symetrii (tzn. symetrii vzhledem k ose štěrbinového vedení). Základní vid vlny nemění orientaci E_x ve štěrbině, vlna prvního řádu mění orientaci E_x ve štěrbině jednou, vlna druhého řádu dvakrát atd.

Povrchově vytékající vlna může být excitována vedením do substrátu, jestliže je splněna fázová podmínka

$$\beta_r < k_{TM0} \quad (3.1)$$

kde β_r je reálná část konstanty šíření vlny podél vedení (směr z na Obr. 2.2), $\gamma_z = \beta_r - j\beta_i$, k_{TM0} je konstanta šíření povrchové vlny v substrátu (v případě koplanárního vedení vidu TM_0 šířícího se v jednostranně pokovené desce). Vytékající vlna se substrátem šíří šikmo od vedení pod úhlem

$$\vartheta = \arccos\left(\frac{\beta_r}{k_{TM0}}\right), \quad (3.2)$$

který je totožný se směrem, ve kterém je její amplituda konstantní. Obdobně pro prostorově vytékající vlnu platí

$$\beta_r < k_0 \quad (3.3)$$

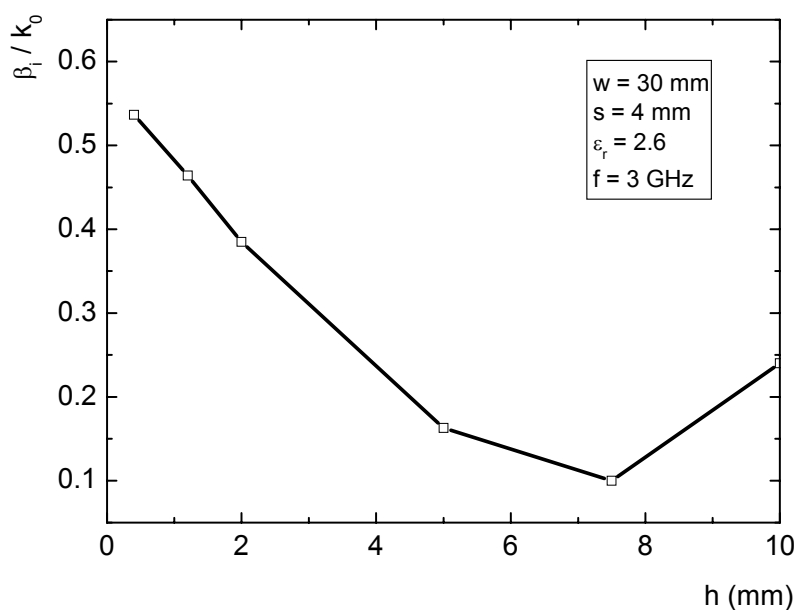
a vytékající vlna se šíří nad substrát pod úhlem

$$\vartheta = \arccos\left(\frac{\beta_r}{k_0}\right). \quad (3.4)$$

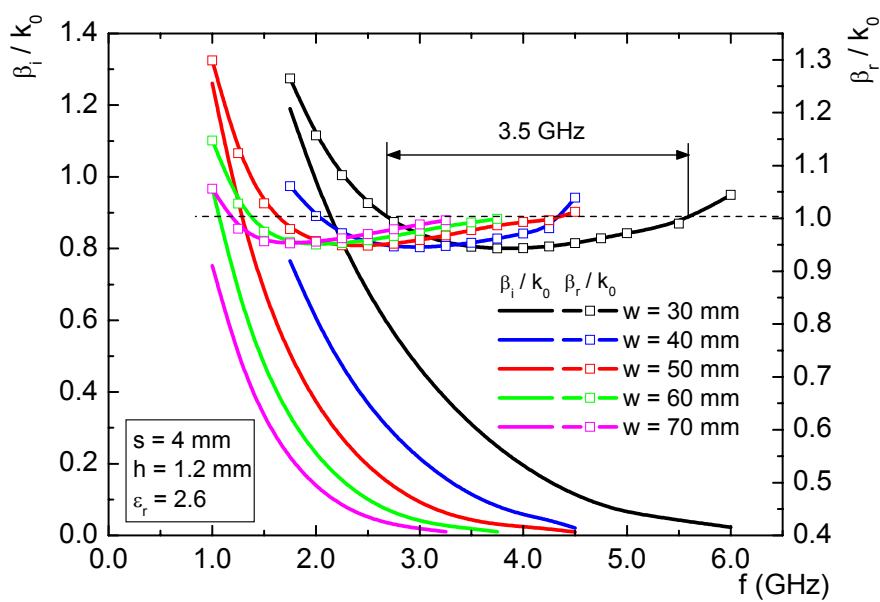
3.2. Výpočet disperzních charakteristik koplanárního vedení

Pro výpočet disperzních charakteristik prostorově vytékající vlny na koplanárním vedení bylo použito jednoúčelového programu vyvinutého na Katedře elektromagnetického pole [13]. Disperzní charakteristiky byly zkoumány v závislosti na šířce štěrbin w a šířce středního vodiče s , viz Obr. 2.2, sekundárními parametry byly tloušťka a relativní permitivita substrátu. Pro návrh antény bylo cílem nalezení takových rozměrů w a s , aby se na struktuře mohla vybudit prostorově vytékající vlna v co nejširším kmitočtovém pásmu a zároveň aby tato vlna měla co nejmenší měrný útlum β_i , tedy aby se vlna po struktuře šířila na co největší vzdálenost. Ve zkoumaném kmitočtovém pásmu bylo pro každou kombinaci rozměrů w , s nalezeno více vidů, které vyhovují podmínce prostorově vytékající vlny. Výpočet disperzních charakteristik pro větší množství parametrů vedení je časově dosti náročný úkol. Ke správnému výsledku je v některých případech potřeba programu zadat dosti přesné počáteční odhady parametrů, které jsou hledány, a pro konkrétní geometrické rozměry vedení řešení třeba ani nemusí existovat.

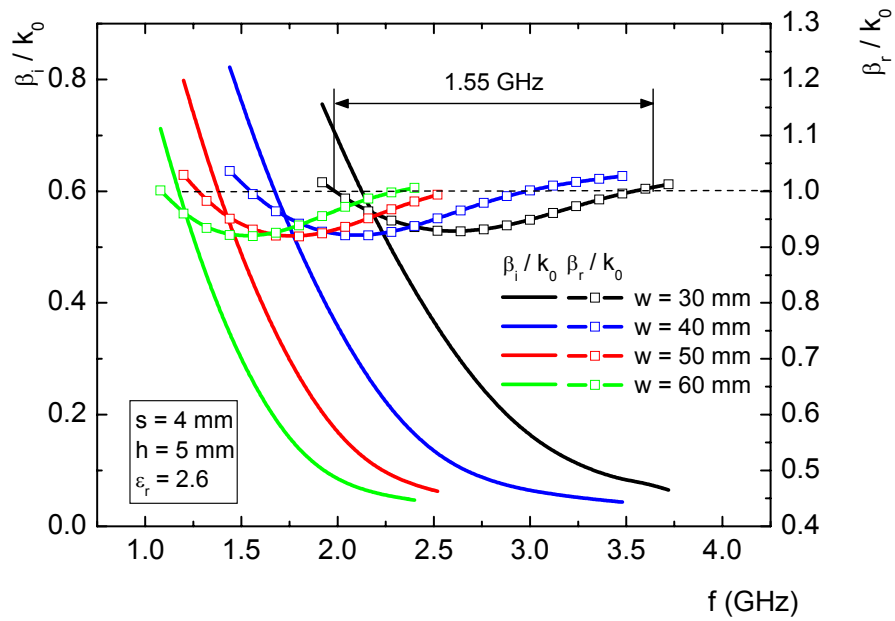
Pro další návrh antény byly vybrány pouze fyzikálně možné vidy s lokálně lichým rozložením složky E_x elektrického pole ve štěrbinách (symetrie vzhledem k ose štěrbin) a s nejmenším měrným útlumem β_i . Velikost měrného útlumu vlny je závislá na zvolené tloušťce substrátu, pokud ostatní parametry vedení zůstávají nezměněny. Na Obr. 3.3 je vynesena tato závislost pro substráty různé tloušťky pro jeden kmitočet a konstantní rozměry vedení. Jak je patrné z průběhu, konstanta útlumu vlny s rostoucí tloušťkou substrátu klesá a v okolí tloušťky $h = 7$ mm nabývá svého minima (výpočet prováděn pouze pro několik diskrétních tlouštěk). Tento průběh platí pro parametry vedení uvedené v popisku grafu, pro jiné parametry vedení (šířka štěrbin, šířka středního vodiče, permitivita substrátu) může mít závislost měrného útlumu na tloušťce substrátu odlišný charakter, ovšem nebyla zkoumána.



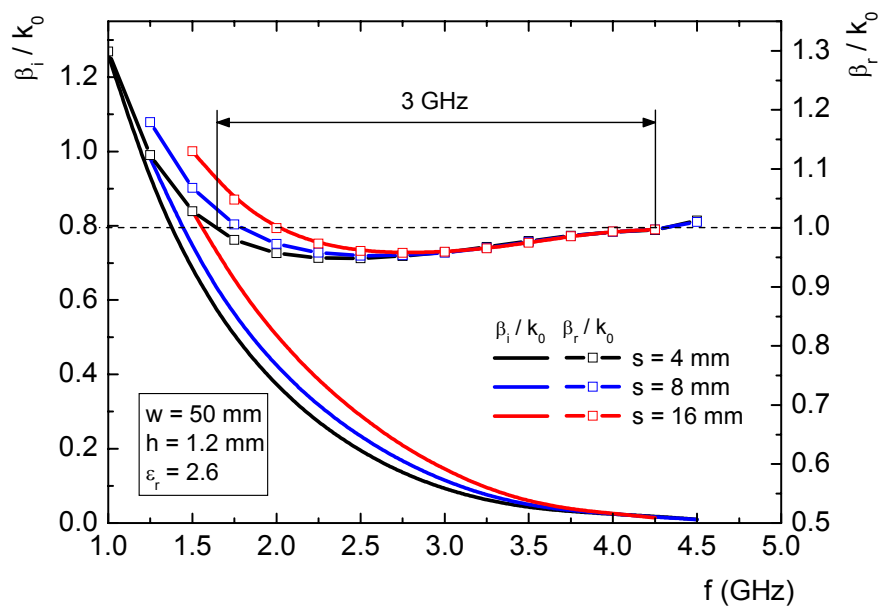
Obr. 3.3 Závislost měrného útlumu vytékající vlny na tloušťce substrátu



Obr. 3.4 Disperzní charakteristiky koplanárního vedení v závislosti na šířce štěrbin w pro tloušťku substrátu $h = 1.2$ mm

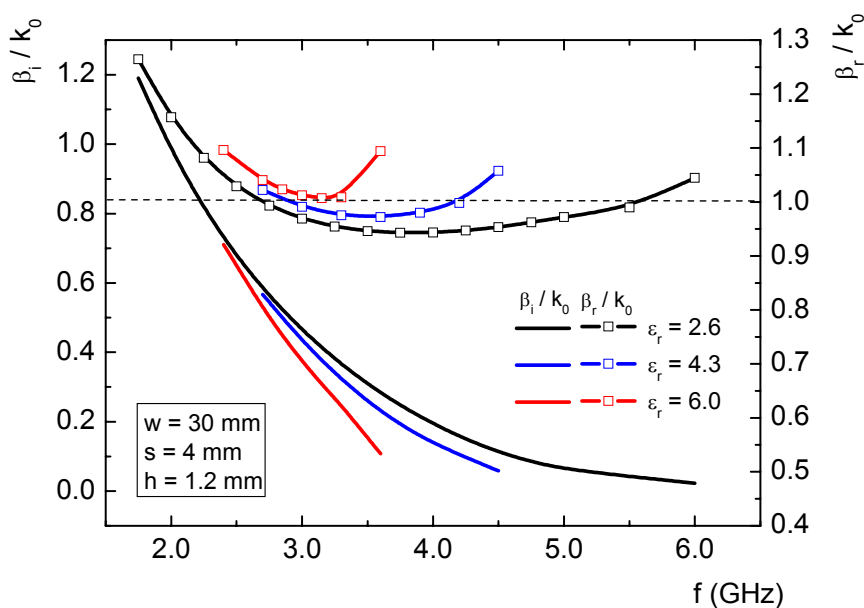


Obr. 3.5 Disperzní charakteristiky koplanárního. vedení v závislosti na šířce štěrbiny w pro tloušťku substrátu $h = 5$ mm



Obr. 3.6 Disperzní charakteristiky koplanár. vedení v závislosti na šířce středního vodiče s

Z průběhů disperzních charakteristik je patrné, že s rostoucí šířkou štěrbin w (při konstantní šířce středního vodiče) se zužuje šířka kmitočtového pásma, ve kterém je splněna podmínka (3.3), tedy podmínka vybuzení prostorově vytékající vlny (viz Obr. 3.4.) Např. při šířce středního vodiče $s = 4$ mm a při změně šířky štěrbin $z w = 30$ mm na $w = 50$ mm se zmenší o 0.5 GHz šířka pásma, ve kterém je splněna podmínka pro vybuzení prostorově vytékající vlny. Toto pásmo se mírně zužuje také se zmenšováním šířky středního vodiče s , přičemž zároveň klesá velikost měrného útlumu β_i . Na Obr. 3.6 je tato závislost vynesena pro jednu šířku štěrbin. Na velikost fázové konstanty β_r a tvar její kmitočtové závislosti nemá změna rozměrů w, s příliš velký vliv, celý průběh se pouze s rostoucí šířkou štěrbin posouvá směrem k nižším kmitočtům. V Obr. 3.7 jsou pro srovnání vyneseny disperzní charakteristiky vedení pro tři různé relativní permitivity substrátu. Největší šířka pásma při splnění podmínky pro vybuzení prostorově vytékající vlny je dosažitelná pro nejnižší relativní permitivitu substrátu. Výpočet byl prováděn pro několik hodnot relativní permitivity komerčně dostupných substrátů. Např. pro substrát s $\epsilon_r > 6$ už by bylo nutné zmenšit šířku štěrbin w , aby se na takovém vedení mohla vybudit prostorově vytékající vlna.



Obr. 3.7 Disperzní charakteristiky koplanárního vedení v závislosti na relativní permitivitě substrátu ϵ_r

4. NÁVRH KOPLANÁRNÍ ANTÉNY

4.1. Návrh antény s vytékající vlnou

V předchozím odstavci bylo uvedeno, že pro návrh antény s co nejširším pásmem vytékání je optimální substrát s co nejnižší relativní permitivitou a tloušťkou optimální pro danou šířku středního vodiče a šířku šterbiny. Z grafů na Obr. 3.4 až Obr. 3.6 je patrná poměrně velká šířka pásma, ve kterém je možno na vedení vybudit prostorově vytékající vlnu. V takto širokém pásmu je ovšem velmi obtížné vedení (= koplanární anténu) impedančně přizpůsobit ke zdroji signálu. Nalezení vhodného napájecího obvodu bylo při návrhu antény stěžejním úkolem. Pro napájení šterbin antény bylo vyzkoušeno několik různých struktur, např. mikropáskový pahýl různých tvarů, umístěný na protilehlé straně substrátu. Jako nejvhodnější se ukázala struktura krátkého úseku koplanárního pahýlu (viz např. Obr. 4.2), u které bylo dosaženo impedančního přizpůsobení v relativně širokém kmitočtovém pásmu. Toto pásmo přizpůsobení je ovšem stále jen malou částí využitelného pásma antény. Koplanární vedení je navíc díky svému rozložení elektromagnetického pole vhodným napáječem, schopným vybudit lichou symetrii elektrického pole uvnitř šterbiny. Prvním krokem při návrhu napáječe bylo stanovení rozměrů koplanárního vedení tak, aby jeho charakteristická impedance na daném substrátu byla 50Ω . Návrh byl prováděn pomocí vztahů uvedených v [15]. Z analýzy vedení na daném substrátu plynou velmi úzké šterbiny, které by bylo obtížné realizovat použitou technologií stavby. Vstupní činitel odrazu antény je tedy dán spíše tvarem koplanárního pahýlu, než charakteristickou impedancí vstupního úseku koplanárního vedení.

Jako substrát bylo pro konstrukci antény vybráno plexisklo ($\epsilon_r = 2.6$) o tloušťce 5 mm s ohledem na jeho nízkou relativní permitivitu a pořizovací cenu (kvalitní mikrovlnný substrát se srovnatelnou relativní permitivitou by velmi prodražil konstrukci antény). K dispozici byly i menší tloušťky substrátu, které by vedly na širší pracovní pásmo antény, ovšem tato výhoda ztrácí smysl vzhledem k obtížnému impedančnímu přizpůsobení napáječe antény. Tloušťka 5 mm byla vybrána jednak proto, že v okolí této tloušťky nastává minimum konstanty útlumu vlny na vedení (viz Obr. 3.3) a také pro dobré mechanické vlastnosti antény (u tenčích substrátů dochází k ohýbání při manipulaci s anténou a ovlivňování vlastností antény).

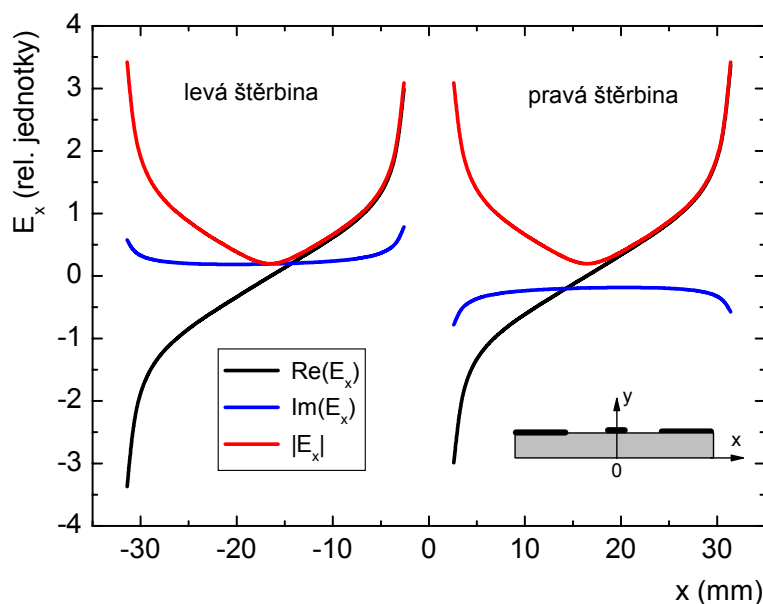
Pro realizaci antény byly zvoleny rozměry vedení $w = 30 \text{ mm}$, $s = 4 \text{ mm}$. Tomu odpovídá pracovní pásmo přibližně 2 GHz až 3.6 GHz, viz Obr. 3.5, přičemž nejmenšího měrného

útlumu dosahuje anténa na horním konci pracovního pásma. Anténa byla navrhována pro střední kmitočet 2.9 GHz. Skládá se z vlastních širokých štěrbin tvořících koplanární vedení, z napájecích obvodů pro štěrbinu a děliče výkonu pro rovnoměrné rozdělení výkonu do obou štěrbin. O návrhu děliče výkonu bude pojednávat kapitola 4.3. Požadovanými vlastnostmi antény bylo impedanční přizpůsobení na vstupu a pokud možno co nejužší vyzařovací diagram antény. Teorie vytékajících vln totiž předpokládá sklápění hlavního vyzařovacího svazku s kmitočtem, tedy pomocí úzkého svazku by se dal skenovat prostor. Impedančního přizpůsobení bylo dosaženo především optimalizací koplanárního pahýlu a optimalizací úhlu rozevření štěrbin. Tvar vyzařovacího diagramu byl ovlivňován hlavně délkou antény. Podrobněji o optimalizaci antény pojednává odstavec 4.2. Teoretická délka antény vychází ze vzdálenosti, na které poklesne intenzita elektromagnetického pole na 5% své původní hodnoty. Tento pokles byl zvolen jako dostatečný pro utlumení vlny na struktuře antény. Z grafu na Obr. 3.5 lze odečíst hodnotu $\beta_i / k_0 = 0.199$ na kmitočtu 2.9 GHz, tedy pro délku antény platí

$$\beta_i / k_0 = 0.199 \Rightarrow \beta_i = 0.199 \cdot \omega \sqrt{\mu \epsilon} = 18.62 \quad (4.1)$$

$$e^{-\beta_i z} = 0.05 \Rightarrow z = \frac{\ln 0.05}{-\beta_i} = 0.16 \text{ m} \quad (4.2)$$

Tato délka se ukázala jako příliš velká, protože na zakončení antény potom dochází ke vzniku stojaté vlny a tím k deformaci vyzařovacího diagramu antény. Anténa byla tedy zkrácena na 60 mm a vyzařovací diagram je potom relativně hladký. V odstavci 4.5 bude uvedeno srovnání vypočtených vyzařovacích diagramů pro délku antény 60 mm a 160 mm. Program použitý pro výpočet disperzních charakteristik umožňuje též zobrazit intenzitu příčné a podélné složky elektrického pole ve štěrbinách vedení. Na Obr. 4.1 je vynesena intenzita příčné složky elektrického pole v závislosti na souřadnici x . Minimum intenzity elektrického pole ve štěrbině leží přibližně v ose štěrbin v navrhovaném kmitočtovém pásmu, se změnou kmitočtu nastává pouze nepatrná změna polohy minima. Proto byly i napáječe antén (koplanární pahýly) umístěny do osy štěrbin. Hlavní rozměry antény jsou uvedeny v tabulce u Obr. 4.2, detail koplanárního napáječe s rozměry je na Obr. 4.3. V tabulkách jsou uvedeny jednak navržené velikosti jednotlivých rozměrů a jednak skutečné velikosti, zjištěné po stavbě antény (s použitou technologií výroby nebylo možno dosáhnout požadované přesnosti rozměrů).



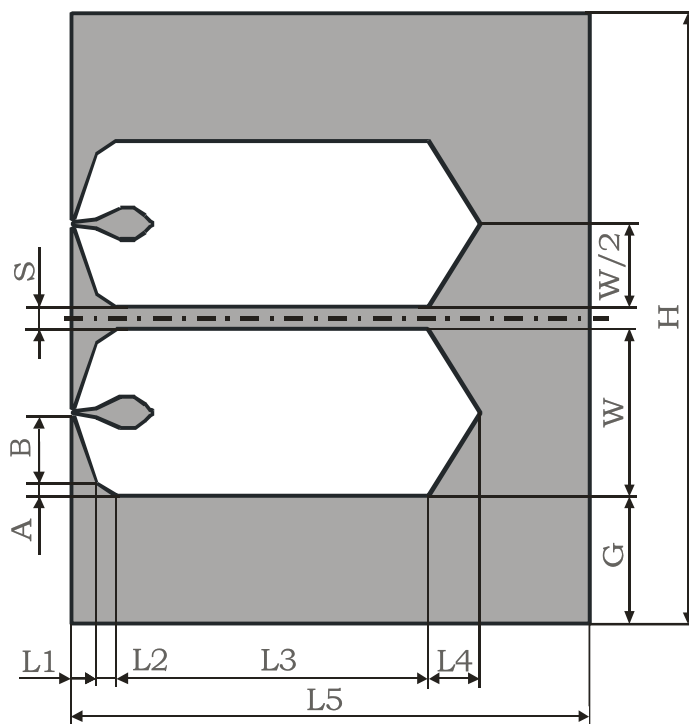
Obr. 4.1 Rozložení příčné složky elektrického pole ve štěrbině koplanár. vedení

4.2. Simulace a optimalizace antény

Simulace a optimalizace antény byla prováděna nejdříve dlouhou dobu programem IE3D firmy Zeland, dostupným na katedře elektromagnetického pole, který umožňuje analýzu planárních vedení v rovině bez zahrnutí prostorových útvarů (2D). Výpočet probíhá v kmitočtové oblasti a pro zjištění parametrů antény v určitém kmitočtovém pásmu (např. vstupního činitele odrazu) je třeba provádět výpočet mnohokrát pro různé diskrétní kmitočty. Vzhledem k velikosti antény jsou výpočty časově velmi náročné a např. optimalizace parametrů antény tak není příliš efektivní a musí se provádět řada zjednodušení v modelu. Později se proto přešlo k simulaci plně 3D programem Microwave Studio firmy CST dostupným taktéž na katedře elektromagnetického pole. Tento program používá výpočtu v časové oblasti a do kmitočtové oblasti jsou charakteristiky převáděny pomocí Fourierovy transformace. Tím došlo k výraznému zefektivnění procesu optimalizace antény a navíc přibyla možnost do simulace zahrnout i případné prostorové objekty (např. konektory, dělič výkonu) a zpřesnit tak výsledky simulace.

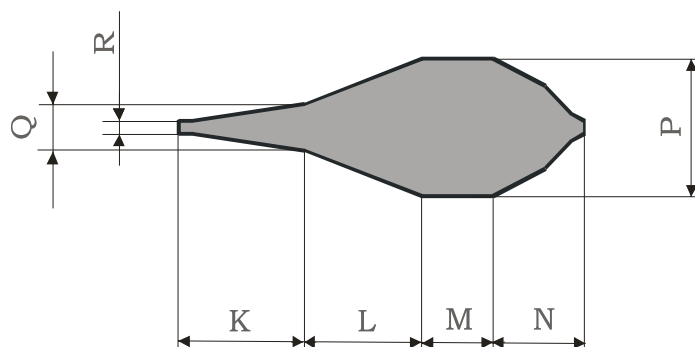
Pro dosažení impedančního přizpůsobení antény byly optimalizovány rozměry K, L, M, N, P (viz Obr. 4.3), rozměr R byl předurčen šířkou středního vodiče napájecího kabelu od děliče výkonu, a dále byly optimalizovány rozměry L1 a L2 (viz Obr. 4.2). Na tvar vyzářovacího diagramu měly vliv především rozměry L3, L4 a G.

Rozměr	Navržená velikost [mm]	Skutečná velikost [mm]
A	2.3	2.5
B	12	12
G	23	23
H	110	110
L1	5.3	5
L2	4.3	4.5
L3	60	60
L4	10	10
L5	100	100
S	4	3.8
W	30	30



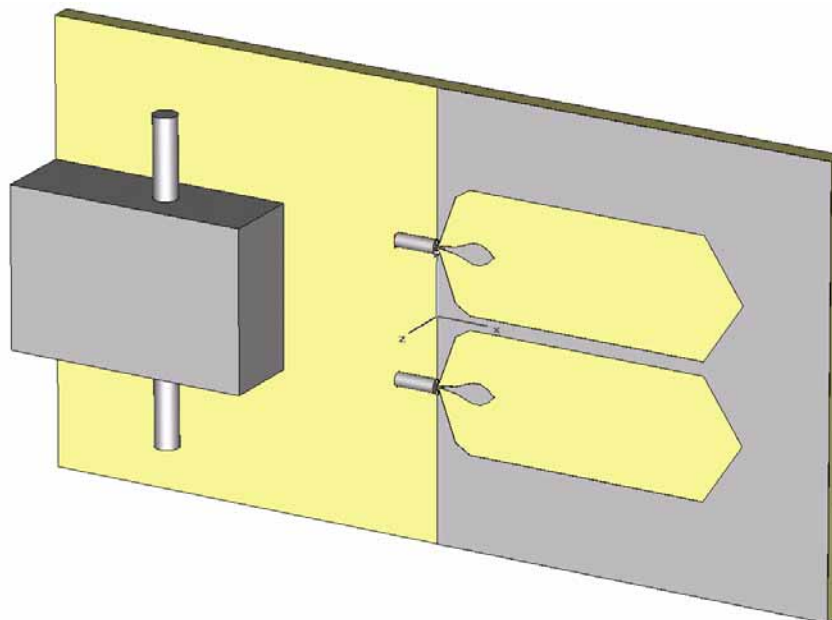
Obr. 4.2 Hlavní rozměry koplanární antény

Rozměr	Navržená velikost [mm]	Skutečná velikost [mm]
K	4.5	4
L	3	2.8
M	2	2
N	2	2.5
P	5.5	5.5
Q	0.8	1
R	0.5	0.5



Obr. 4.3 Rozměry napáječe koplanární antény

Optimalizace impedančního přizpůsobení byla provedena bez zahrnutí děliče výkonu, protože se předpokládalo, že dělič výkonu bude symetrický a bude do obou štěrbin dodávat stejný výkon. Dělič výkonu byl do simulace zahrnut pouze jako homogenní kovový kvádr, který by mohl potencionálně ovlivnit tvar vyzařovacího diagramu antény. Simulace napájení antény byla provedena 50Ω přívodním koaxiálním kabelem délky 10 mm, viz Obr. 4.4.

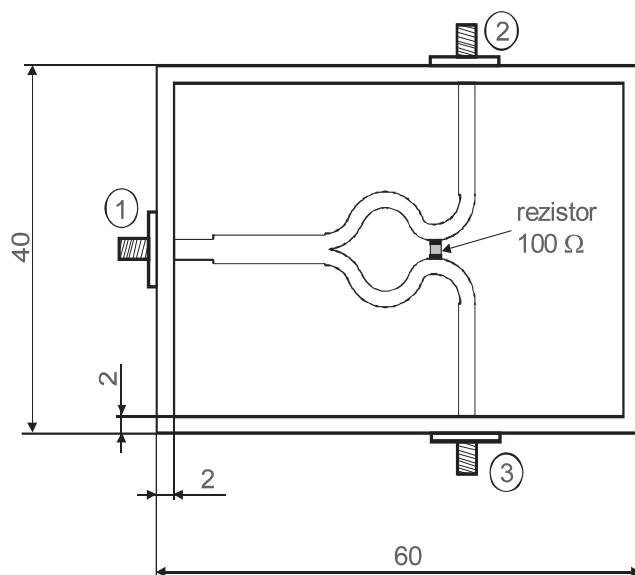


Obr. 4.4 Model antény v programu Microwave Studio

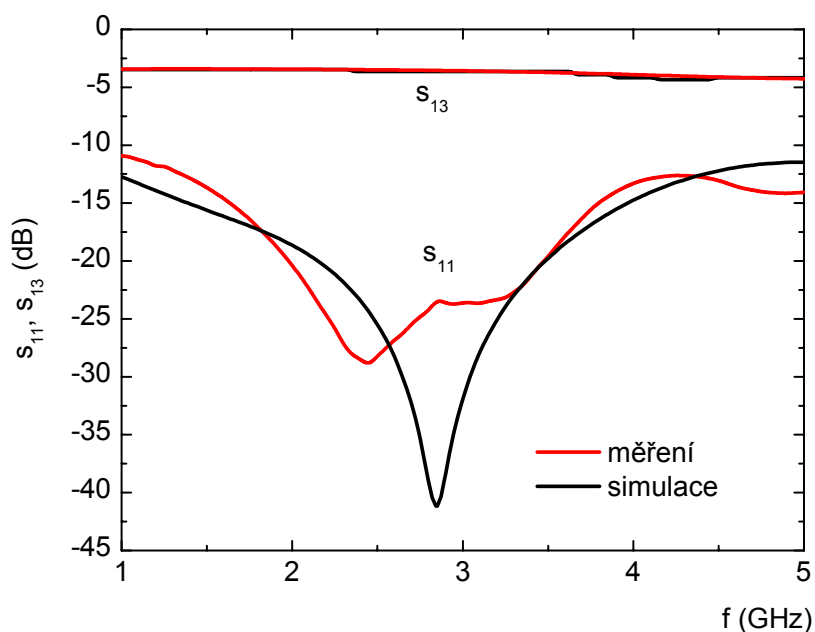
4.3. Návrh a realizace děliče výkonu pro napájení koplanární antény

Pro vybuzení prostorově vytékající vlny 1. řádu, tj. vlny s lichou symetrií pole E_x ve štěrbinách, je třeba koplanární vedení napájet soufázově do obou štěrbin. Původním předpokladem bylo použití děliče výkonu ve struktuře koplanárního vedení a tedy realizace děliče výkonu i samotné antény na společném substrátu. Jak je ukázáno v [14], uniplanární dělič výkonu s uspokojivými vlastnostmi nelze realizovat na substrátu s nízkou relativní permitivitou. Návrh děliče výkonu předpokládá použití vedení o určitých impedancích, které na substrátu s permitivitou nižší než přibližně 10 nelze realizovat. Z tohoto důvodu byl navržen a realizován 3 dB Wilkinsonův dělič výkonu ve struktuře mikropáskového vedení pro střední kmitočet 2.9 GHz (postup návrhu je popsán např. v [15]). Byl použit substrát s relativní permitivitou $\epsilon_r = 4.2$ a ztrátovým činitelem $\text{tg}\delta = 0.02$ (kuprexit) o tloušťce 1 mm. Dělič výkonu je usazen v hliníkové krabici a poté mechanicky připevněn k anténě, přívod signálu od děliče do obou štěrbin antény je proveden koaxiálními kabely (viz fotografie na Obr. 4.9). Dělič je osazen

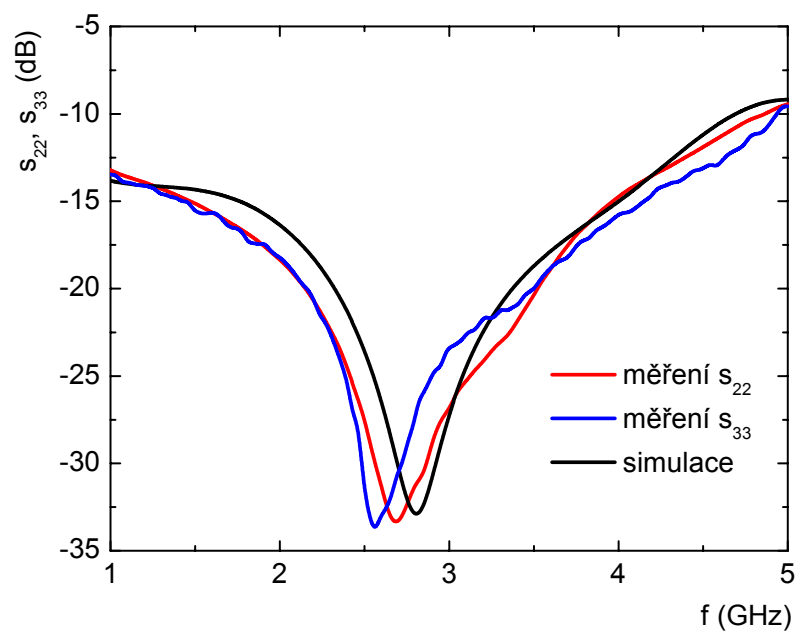
konektory typu SMA. Schématické znázornění děliče je na Obr. 4.5, kde je uvedeno i značení bran dále používané v grafech. Porovnání naměřených a vypočtených dat děliče je uvedeno v Obr. 4.6 až Obr. 4.8. Parametry děliče byly vypočteny programem IE3D firmy Zeland dostupným na katedře elektromagnetického pole, měření bylo provedeno pomocí skalárního analyzátoru HP8757E.



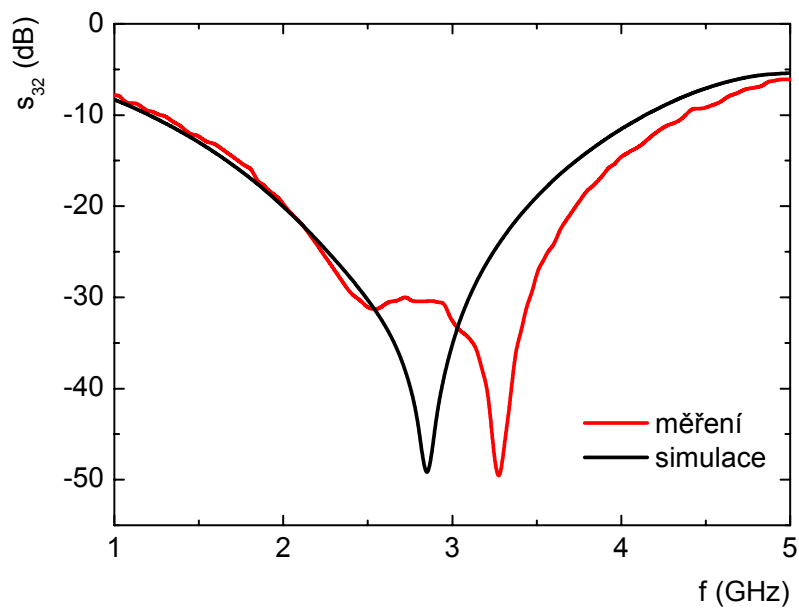
Obr. 4.5 Schématické znázornění děliče výkonu



Obr. 4.6 Průběh útlumu odrazu na vstupu a přenos ze vstupu na výstup



Obr. 4.7 Průběh útlumu odrazem na výstupních ramenech děliče

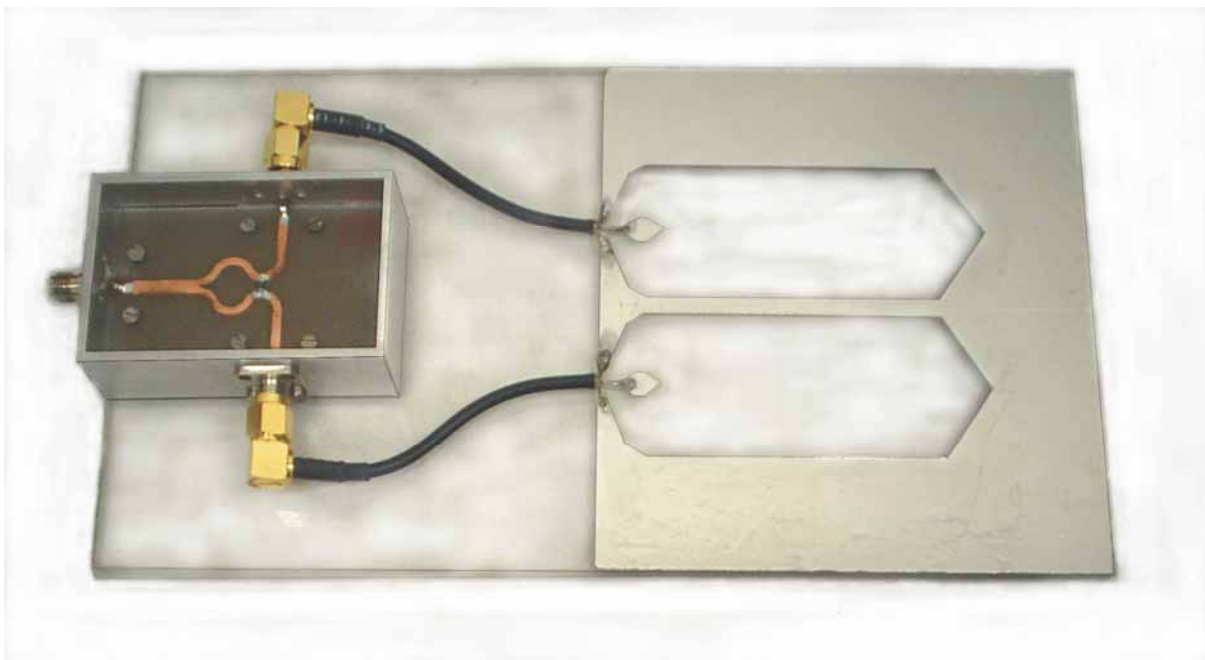


Obr. 4.8 Průběh izolace mezi výstupními rameny děliče

Neshoda vypočtených parametrů izolace mezi výstupními rameny a útlumu odrazem na výstupních ramenech je pravděpodobně způsobena ne zcela přesným umístěním rezistoru mezi ramena děliče a také ne zcela dokonalým modelem rezistoru v programu IE3D.

4.4. Praktická realizace antény

Motiv antény je vyřezán do hliníkové fólie tloušťky 0.1 mm, která je přilepena k plexisklu tuhým lepidlem značky Kores. Tato technologie byla zvolena proto, že plexisklo se nedodává s napařenou kovovou vrstvou a tudíž na něj není možné motiv vyleptat. Elektrické vlastnosti použitého lepidla byly zjištěny experimentálně sestavením několika jednoduchých pokusných vzorků antén a změřením jejich vstupního činitele odrazu. Do modelu antény bylo lepidlo zahrnuto jako tenká vrstvička materiálu s neznámými parametry, které byly v programu Microwave Studio upravovány tak dlouho, dokud se nedosáhlo uspokojivé shody naměřeného a vypočteného koeficientu odrazu. Pro vrstvičku lepidla tloušťky 0.2 mm byly zjištěny parametry $\epsilon_r = 3.6$ a ztrátový činitel $\text{tg}\delta = 0.05$. Tyto parametry lepidla pak byly použity pro simulaci konečné verze antény. Fotografie realizované antény je na Obr. 4.9. Dělič výkonu je mechanicky připevněn (příšroubován) ke společné desce s anténou a přívod signálu k anténě je proveden dvěma stejně dlouhými úseky koaxiálního kabelu (50 Ω kabel RG 174/U, vnější průměr 2.8 mm, dielektrikum polyethylén). Kabel je k motivu antény připájen za použití chemických prostředků pro pájení na hliník.

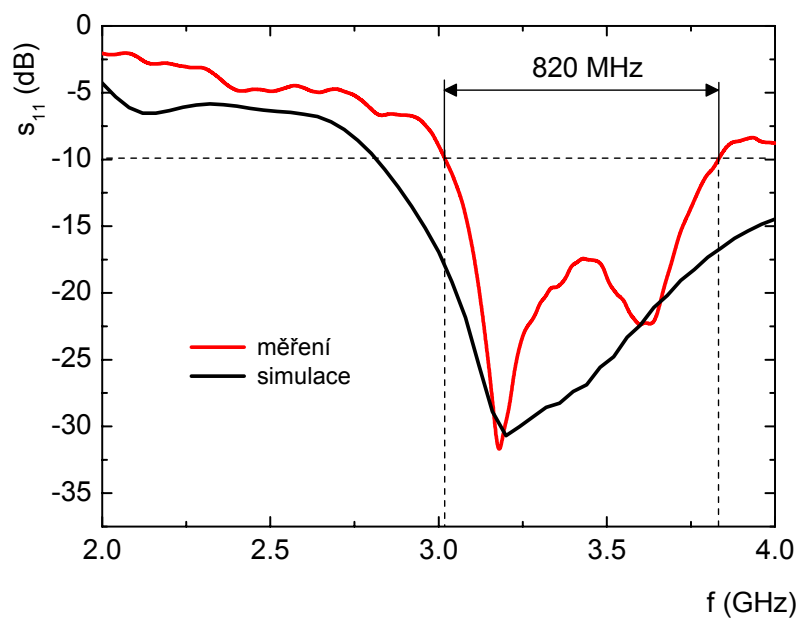


Obr. 4.9 Fotografie výsledné antény s děličem výkonu

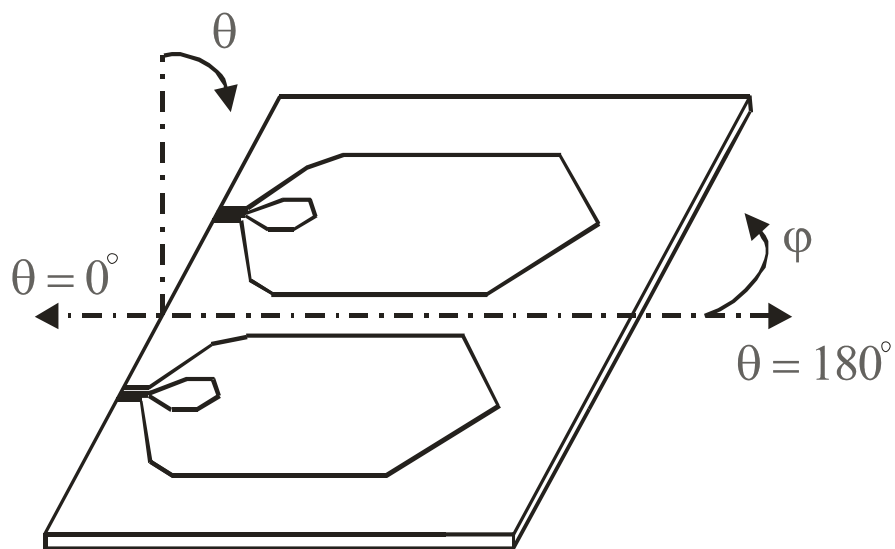
4.5. Dosažené výsledky

V grafu na Obr. 4.10 je uvedeno porovnání koeficientu odrazu změřeného na vstupu celé antény (na vstupu děliče výkonu) a vypočtenými hodnotami bez zahrnutí děliče výkonu (předpokládalo se použití symetrického děliče výkonu s dobrými vlastnostmi a při simulaci byl model antény mírně zjednodušen, jak bylo uvedeno v odstavci 4.2). Program Microwave Studio sice svými možnostmi dovoluje vytvořit velmi realistický model antény i s děličem výkonu, to by však vedlo na příliš komplikovaný model a k extrémně dlouhým dobám simulace. I přes toto zjednodušení bylo dosaženo poměrně věrné shody naměřeného a vypočteného průběhu koeficientu odrazu. Naměřený průběh může být ovlivněn i nepřesnostmi při výrobě antény (použitou technologií výroby nebylo možné dosáhnout vysoké přesnosti rozměrů antény). Koeficient odrazu byl měřen přístrojem SiteMaster S400A na katedře elektromagnetického pole. Návrh antény byl prováděn pro střední kmitočet 2.9 GHz (bez zahrnutí děliče výkonu do simulace). Po zahrnutí děliče výkonu se pásmo impedančního přizpůsobení posunulo směrem k vyšším kmitočtům. Pracovní šířka pásma antény pro odrazné ztráty menší než -10 dB je přibližně 25%, pokud se uvažuje střední kmitočet antény 3.4 GHz místo původně navrhovaných 2.9 GHz.

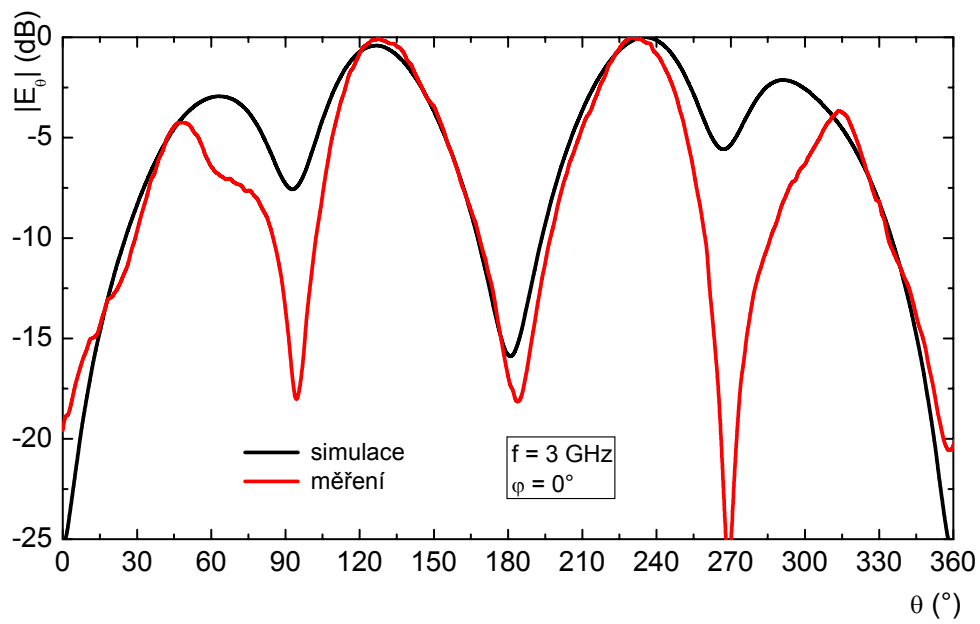
Měření směrových charakteristik bylo provedeno v anténní komoře taktéž na katedře elektromagnetického pole. Směrové charakteristiky byly měřeny na kmitočtech, kde je anténa uspokojivě impedančně přizpůsobena, tzn. byly vybrány tři kmitočty v pásmu 3 GHz až 3.6 GHz. Anténa je impedančně přizpůsobena i na vyšších kmitočtech, ale měření zde nebylo provedeno, jelikož prostorově vytékající vlna na vedení je již nefyzikální (viz Obr. 3.5, fázová konstanta $\beta_i / k_0 > 1$). Na Obr. 4.11 je znázorněno značení úhlů použitých při měření směrových charakteristik antény. Porovnání naměřených a vypočtených směrových charakteristik je uvedeno v Obr. 4.12 až Obr. 4.14. Na Obr. 4.15 je uvedeno srovnání vyzářovacích diagramů vypočtených programem Microwave Studio pro anténu délky 60 mm a 160 mm. Z grafu je patrné, že prodloužení antény způsobí vznik stojaté vlny na anténě a deformaci vyzářovacího diagramu antény. Srovnání naměřených hodnot s vypočtenými nebylo provedeno, protože anténa délky 160 mm nebyla prakticky realizována.



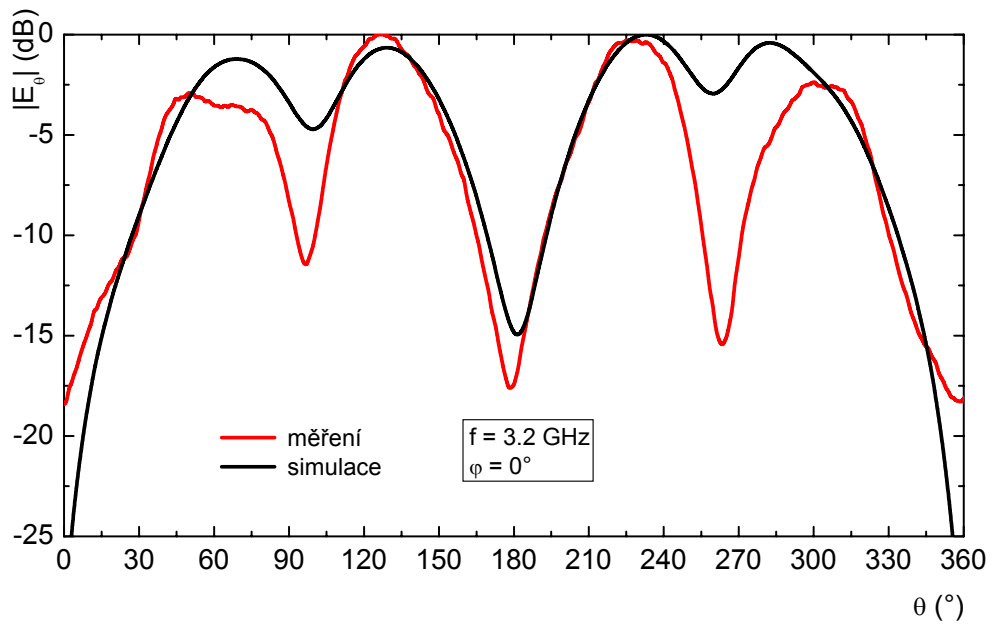
Obr. 4.10 Porovnání naměřeného a vypočteného koeficientu odrazu celé antény



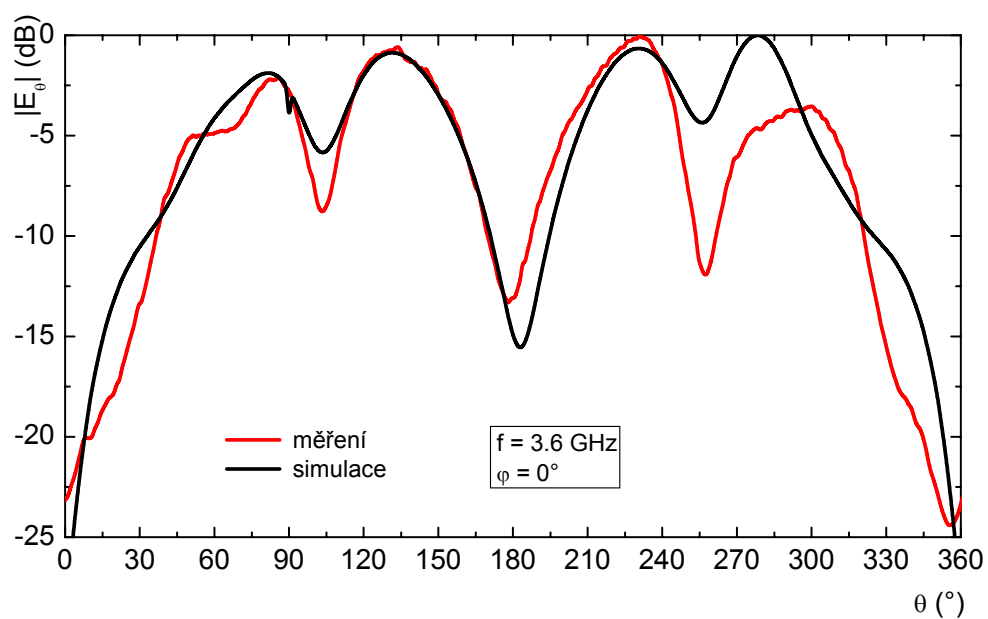
Obr. 4.11 Značení úhlů použitých při měření směrových charakteristik antény



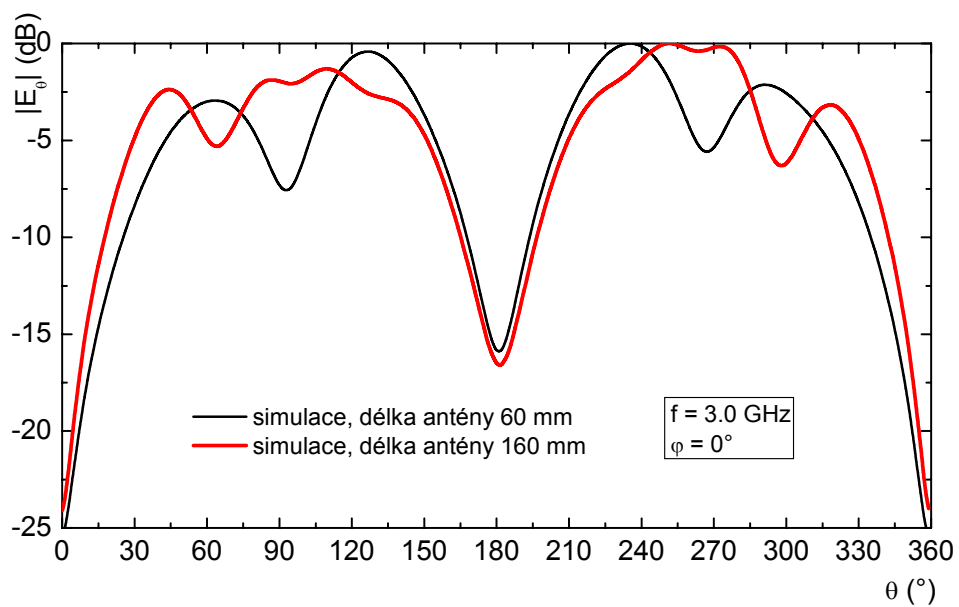
Obr. 4.12 Směrové charakteristiky antény pro kmitočet 3 GHz



Obr. 4.13 Směrové charakteristiky antény pro kmitočet 3.2 GHz



Obr. 4.14 Směrové charakteristiky antény pro kmitočet 3.6 GHz



Obr. 4.15 Porovnání vypočtených směrových charakteristik pro různé délky antény

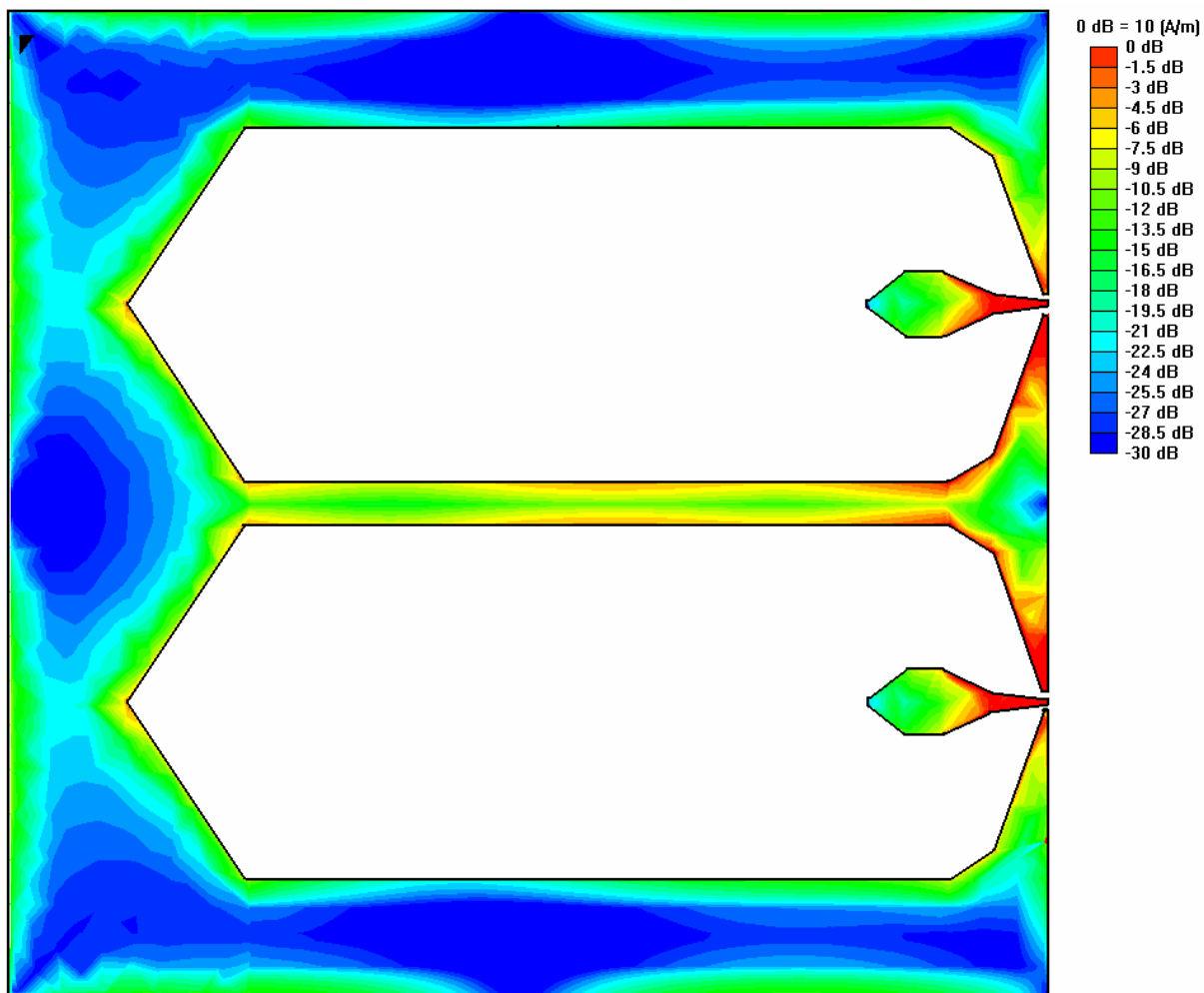
V následující tabulce je provedeno stručné shrnutí parametrů antény zjištěných z naměřených směrových charakteristik.

kmitočet (GHz)	šířka hlavního svazku pro pokles o 3 dB (°)	směr maxima vyzařování hlavního svazku (°)
3.0	32.8	48.0
3.2	36.0	49.6
3.6	36.5	50.2

Směr maxima vyzařování antény se podle předpovědi teorie vytékajících vln mění s kmitočtem. Tato změna je ovšem ve sledovaném kmitočtovém pásmu zanedbatelná. S rostoucím kmitočtem se také zvětšuje šířka hlavního svazku vyzařování. Naměřený směr maxima vyzařování se neshoduje zcela s předpovědí podle vztahu (3.4), protože teorie vytékajících vln předpokládá koplanární vedení s nekonečně rozlehlými zemními vodiči a nulovou tloušťku pokovení. Shoduje se pouze charakter sklápění hlavního svazku vyzařování.

Tvar naměřených a vypočtených směrových charakteristik se přibližně shoduje, ovšem úrovně shoda není příliš dobrá. Naměřené hodnoty vykazují ve význačných směrech otáčení ostrá úrovně minima, která nebyla v simulaci pozorována. Příčina této neshody nebyla uspokojivě objasněna. Samotná struktura antény (bez děliče výkonu) byla pro kontrolu simulována ještě programem IE3D, ovšem tvar vyzařovacího diagramu byl prakticky totožný s výsledkem programu Microwave Studio.

Program IE3D umožňuje zobrazit také průměrnou hustotu plošného proudu na struktuře, viz Obr. 4.16. Z obrázku je patrné exponenciální ubývání energie podél struktury, tedy ověření předpovědi teorie vytékajících vln (červená barva odpovídá nejvyšší hustotě plošného proudu, modrá barva nejnižší).



Obr. 4.16 Zobrazení průměrné hustoty plošného proudu na anténě

5. ZÁVĚR

První část práce se zabývá vyšetřením vlastností prostorově vytékajících vln na koplanárním vedení se širokými štěrbinami. Pomocí jednoúčelového programu byly vypočteny disperzní charakteristiky prostorově vytékající vlny pro různé parametry koplanárního vedení, jako je šířka středního vodiče, šířka štěrbin, tloušťka a relativní permitivita použitého substrátu. Cílem analýzy disperzních charakteristik nebylo podat vyčerpávající popis chování prostorově vytékajících vln na koplanárním vedení pro široké rozmezí parametrů, ale spíše nalézt realizovatelné geometrické rozměry vedení a parametry substrátu, které by vedly ke konstrukci antény s vytékající vlnou pomocí dostupných materiálů.

Druhá část práce se zabývá návrhem a stavbou antény s prostorově vytékající vlnou na základě poznatků získaných v první části. Pomocí simulátoru elektromagnetického pole byla navržena struktura děliče výkonu pro napájení koplanární antény a následně i struktura celé antény. Anténa byla následně prakticky realizována a byly změřeny její význačné parametry, tzn. směrové vyzařovací charakteristiky a impedanční přizpůsobení vstupu antény. Naměřené hodnoty byly porovnány s počítačovou simulací a s předpovědí teorie vytékajících vln.

Výsledkem práce je závěr, že koplanární vedení se širokými štěrbinami může sloužit pro konstrukci širokopásmových antén s vytékající vlnou, ovšem problematické je impedanční přizpůsobení antény a tedy nelze využít celé šířky dosažitelného kmitočtového pásma antény, které je určeno mechanismem excitace vytékající vlny. V úzkém využitelném kmitočtovém pásmu antény, daném impedančním přizpůsobením antény, nelze ani příliš efektivně využít změny úhlu vyzařování ve směru hlavního maxima, tedy kmitočtového skenování. Také dosažená šířka vyzařování hlavního svazku antény je poměrně velká, takže anténa není vhodná pro použití ve směrových aplikacích.

Použitím kvalitního mikrovlnného substrátu se srovnatelnou relativní permitivitou, jako má použité plexisklo, na kterém by se dal motiv zhotovit vyleptáním, by se pravděpodobně zlepšila shoda naměřených a vypočtených parametrů antény, ovšem nedosáhlo by se lepších parametrů antény.

POUŽITÁ LITERATURA

- [1] Shigesawa, H., Tsuji, M., Oliner, A. A.: *Simultaneous Propagation of Bound and Leaky Dominant Modes on Printed-Circuit Lines: A New General Effect*. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. 43, 1995, No. 12, pp. 3007-3019.
- [2] Zehentner, J., Macháč, J., Migliozzi, M.: *Upper Cutoff Frequency of the Bound Wave and New Leaky Wave on the Slotline*. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. 46, 1998, No. 4, pp. 378-386.
- [3] Tsuji, M., Shigesawa, H., Oliner, A. A.: *New Interesting Leakage Behaviour on Coplanar Waveguides of Finite and Infinite Widths*. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. 39, No. 12, Dec 1991, pp. 2130-2136.
- [4] Ke, J. Y., Tsai, I. S., Chen, C. H.: *Dispersion and Leakage Characteristics of Coplanar Waveguides*. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. 40, 1992, No. 10, pp. 1970-1973.
- [5] Zehentner, J., Macháč, J.: *Properties of CPW in the Sub-mm Wave Range and its Potential to Radiate*. IEEE MTT International Microwave Symposium Digest, June 2000, Boston, MA, USA, Vol. 2, pp. 1061-1064.
- [6] Zehentner, J., Macháč, J., Lorenz, P., Mrkvica, J.: *Planar slot-patch antenna*. Proc. of the 31st European Microwave Conference. London, Sept. 2001, vol. 3, pp. 223 – 226.
- [7] Macháč, J., Zehentner, J., Lorenz, P., Mrkvica, J.: *Wide-slotted printed slotline radiator*. Proc. of MIKON 2002, Gdansk, May 2002, vol. 1, pp- 226 – 229.
- [8] Itoh, T.: *Numerical Techniques for Microwave and Millimeter-Wave Passive Structures*, edited by T. Itoh. John Wiley, New York, 1989.
- [9] Oliner, A. A., Jackson, D. R.: *On Spectral Gaps at the Transition Between Bound and Leaky Modes*. Proceedings of the 1995 International Symposium of Electromagnetic Theory, May 1995, St. Petersburg, pp. 764-766.
- [10] Simons, R. N.: *Coplanar Waveguide Circuits, Components and Systems*. Wiley – Interscience, New York, 2001.

- [11] Tysl, V.: *Obvody velmi vysokých kmitočtů*. Vydavatelství ČVUT, Praha 1979, dotisk druhého vydání.
- [12] Macháč, J.: *Analýza pasivních struktur mikrovlnné techniky*. Doktorská disertační práce, ČVUT, Praha 1996.
- [13] Mrkvica, J., Zehentner, J., Macháč, J., Černý, P.: *Program pro analýzu uniplanárních vedení metodou momentů ve spektrální oblasti*. Workshop CAD CAE'2002, IEEE Czechoslovakia Section, Praha 2002, pp. 9-12.
- [14] Hudlička, M.: *Uniplanární dělič výkonu*. Semestrální práce, ČVUT, Praha 2002.
- [15] Hoffmann, K.: *Planární mikrovlnné obvody*. Vydavatelství ČVUT, Praha 2001, dotisk druhého vydání.

Seznam obrázků, použité symboly

Seznam obrázků

Obr. 1.1	Jednostranně stíněné šterbinové vedení	6
Obr. 2.1	Příklady impulsních bázových funkcí; a). obdélníková, b). trojúhelníková, c). úsek funkce $\sin x$	11
Obr. 2.2	Průřez třívodičovým koplanárním vedením	12
Obr. 3.1	Povrchově vytékající vlna na koplanárním vedení.....	21
Obr. 3.2	Prostorově vytékající vlna na koplanárním vedení	22
Obr. 3.3	Závislost měrného útlumu vytékající vlny na tloušťce substrátu.....	24
Obr. 3.4	Disperzní charakteristiky koplanárního vedení v závislosti na šířce šterbiny w pro tloušťku substrátu $h = 1.2$ mm	24
Obr. 3.5	Disperzní charakteristiky koplanárního. vedení v závislosti na šířce šterbiny w pro tloušťku substrátu $h = 5$ mm	25
Obr. 3.6	Disperzní charakteristiky koplanár. vedení v závislosti na šířce středního vodiče s	25
Obr. 3.7	Disperzní charakteristiky koplanárního vedení v závislosti na relativní permitivitě substrátu ϵ_r	26
Obr. 4.1	Rozložení příčné složky elektrického pole ve šterbině koplanár. vedení.....	29
Obr. 4.2	Hlavní rozměry koplanární antény	30
Obr. 4.3	Rozměry napáječe koplanární antény.....	30
Obr. 4.4	Model antény v programu Microwave Studio.....	31
Obr. 4.5	Schématické znázornění děliče výkonu	32
Obr. 4.6	Průběh útlumu odrazu na vstupu a přenos ze vstupu na výstup.....	32
Obr. 4.7	Průběh útlumu odrazem na výstupních ramenech děliče	33
Obr. 4.8	Průběh izolace mezi výstupními rameny děliče	33

Obr. 4.9	Fotografie výsledné antény s děličem výkonu	34
Obr. 4.10	Porovnání naměřeného a vypočteného koeficientu odrazu celé antény.....	36
Obr. 4.11	Značení úhlů použitých při měření směrových charakteristik antény.....	36
Obr. 4.12	Směrové charakteristiky antény pro kmitočet 3 GHz	37
Obr. 4.13	Směrové charakteristiky antény pro kmitočet 3.2 GHz	37
Obr. 4.14	Směrové charakteristiky antény pro kmitočet 3.6 GHz	38
Obr. 4.15	Porovnání vypočtených směrových charakteristik pro různé délky antény	38
Obr. 4.16	Zobrazení průměrné hustoty plošného proudu na anténě.....	40

Použité symboly

f_n	bázové funkce
w_n	testovací funkce
γ_z	konstanta šíření vlny šířící se podél vedení
k_0	konstanta šíření vlny ve volném prostoru
Π^e, Π^m	elektrický, resp. magnetický Hertzův vektor
β_i	imaginární část γ_z , konstanta útlumu vlny
β_r	reálná část γ_z , konstanta šíření vlny
ζ	spektrální proměnná ve Fourierově transformaci
Ψ^e, Ψ^m	elektrický, resp. magnetický potenciál
$\tilde{\Psi}^e, \tilde{\Psi}^m$	Fourierův obraz elektrického, resp. magnetického potenciálu
j	imaginární jednotka, $j = \sqrt{-1}$
ω	úhlový kmitočet
ε	permitivita prostředí
μ	permeabilita prostředí

w	šířka štěrbiny koplanárního vedení
s	šířka středního vodiče koplanárního vedení
h	výška substrátu
J	plošná hustota proudu
J_0	Besselova funkce prvního druhu nultého řádu
Y	Greenova funkce

ANOTACE:

Práce se zabývá studiem vlastností prostorových vytékajících vln na koplanárním vedení se širokými štěrbinami. S využitím speciálního počítačového programu jsou zkoumány disperzní charakteristiky koplanárního vedení v závislosti na jeho fyzických rozměrech a na vlastnostech použitého substrátu. Na základě výpočtů je navržena optimální struktura pro stavbu koplanární antény s vytékající vlnou. Tato anténa je následně prakticky realizována a jsou změněny její směrové charakteristiky. Výsledky měření jsou porovnány s počítačovou simulací.

ABSTRACT:

The aim of this work is to study the behavior of leaky waves on coplanar waveguide with wide slots. Dispersion characteristics of the coplanar waveguide are investigated using special computer program, changing the coplanar waveguide physical dimensions and substrate properties. The leaky wave coplanar antenna is designed using the results of computations. This antenna is then fabricated and its directional characteristics are measured. Measured results are compared with the computed ones.

KLÍČOVÁ SLOVA:

koplanární vedení, anténa s vytékající vlnou, disperzní charakteristiky

PODĚKOVÁNÍ:

Děkuji vedoucímu diplomové práce Doc. Ing. Janu Macháčovi, DrSc. za velmi užitečnou metodickou pomoc a cenné rady při zpracování diplomové práce. Za podnětné připomínky a pomoc při řešení diplomové práce děkuji také Ing. Janu Mrkvicovi. Práce byla podpořena Grantovou agenturou České republiky projektem 102/03/0449 – Nové obvody prvky pro sdělovací techniku a výzkumným programem J04/98-212300014.