

ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI  
FAKULTA ELEKTROTECHNICKÁ

# **DISERTAČNÍ PRÁCE**

Ing. Zdeněk Kubík

Plzeň 2012

Západočeská univerzita v Plzni  
Fakulta elektrotechnická  
Katedra aplikované elektroniky a telekomunikací

## DISERTAČNÍ PRÁCE

k získání akademického titulu doktor v oboru  
Elektronika

# Numerické řešení účinnosti stínění

Ing. Zdeněk Kubík

Školitel: Doc. Ing. Jiří Skála, Ph.D  
Datum státní doktorské zkoušky: 12.10.2009  
Datum odevzdání práce: 25.1.2012

Plzeň 2012

## **Prohlášení**

Předkládám tímto k posouzení a obhajobě disertační práci zpracovanou v rámci doktorského studia na Fakultě elektrotechnické, Katedře aplikované elektroniky a telekomunikací Západočeské univerzity v Plzni.

Prohlašuji, že jsem tuto disertační práci vypracoval samostatně s použitím odborné literatury uvedené v seznamu.

V Plzni 25. ledna 2012

Ing. Zdeněk Kubík

## Poděkování

Velmi rád bych zde poděkoval všem pracovníkům Západočeské univerzity v Plzni, kteří stojí za mými vědomostmi a zasloužili se tak nepřímo o napsání této disertační práce. Především bych vyzdvihl přínos mého školitele doc. Ing. Jiřího Skály, Ph.D. za podnětné rady a připomínky při zpracování této práce, dále mi byli velmi nápomocni kolegové prof. Ing. Ivo Doležel, CSc. a Ing. David Pánek, Ph.D., kteří mi předali cenné zkušenosti v oblasti modelování elektromagnetických polí, a za poskytnutí výsledků experimentálního měření děkuji Ing. Miroslavu Hromádkovi.

Veliké díky patří mým blízkým za neustálou podporu a vytvoření podmínek, které umožnily dokončení této práce.

Tato práce vznikla v rámci řešení výzkumného projektu GA102/09/1164 - Interakce výkonových polovodičových měničů s okolím.

## **Klíčová slova**

Elektromagnetická kompatibilita, účinnost stínění, modelování, numerické metody, metoda konečných prvků, vlnovod, stínící skříně.

## **Anotace**

Tato práce se zabývá numerickým řešením účinnosti elektromagnetického stínění pomocí metody konečných prvků. V úvodní části práce je uvedena základní teorie elektromagnetického pole a jsou zde také popsány vhodné numerické metody pro řešení problémů v oblasti elektromagnetické kompatibility. Druhá část práce se zabývá podkritickými vlnovody, které se velmi často používají jako účinné elektromagnetické stínění. Jsou zde diskutovány vlastnosti vlnovodů v závislosti na jejich rozměrech při různých průřezech, dále je řešena účinnost stínění pro lineární a překrývané vlnovodové struktury, které jsou používány jako ventilační struktury. Další část práce je věnována problematice účinnosti stínění přístrojových skříní, kde jsou ukázány různé pohledy při numerickém řešení účinnosti stínění perforované stínící krabice. V závěru jsou diskutovány výsledky práce a jsou nastíněny otázky pro budoucí výzkum dané problematiky.

## **Key words**

Electromagnetic Compatibility, Shielding Effectiveness, Modelling, Numerical Methods, Finite Element Method, Waveguide, Shielding Enclosure

## **Abstract**

This thesis deals with numerical solutions of the electromagnetic shielding effectiveness using the finite element method. The basic theory of the electromagnetic fields and the appropriate numerical methods for solving electromagnetic compatibility problems are presented in the introduction. The following part of the work deals with cut-off frequency waveguides, which are often used as an effective electromagnetic shielding. Waveguide properties depending on their dimensions at different cross-sections are discussed. The next part shows the shielding effectiveness of ventilation structures composed from waveguides. Another part is devoted to the issue of the shielding enclosure and various views to the numerical solution of the shielding effectiveness of perforated shielding enclosure are shown. In conclusion, results of the work are discussed and questions concerning the future research on the issue are proposed.

---

**Obsah**

1.	Motivace a cíl práce .....	1
1.1.	Motivace .....	2
1.2.	Současný stav .....	2
1.3.	Cíle práce .....	2
2.	Teorie elektromagnetického pole .....	4
2.1.	Časově proměnné pole .....	4
2.2.	Elektromagnetická prostředí .....	5
2.3.	Harmonické pole .....	5
2.4.	Vlnová rovnice .....	5
2.5.	Podmínky na rozhraní .....	7
3.	Počítačové modelování .....	8
4.	Metody pro řešení elektromagnetických polí .....	9
4.1.	Metoda konečných diferencí (FDM) .....	9
4.1.1.	Diskretizace oblasti .....	10
4.1.2.	Aproximace diferenciálního operátoru diferenčním .....	10
4.1.3.	Vytvoření soustavy rovnic .....	11
4.2.	Metoda konečných diferencí v časové oblasti (FDTD) .....	11
4.2.1.	Absorpční podmínky .....	12
4.3.	Metoda konečných prvků (FEM) .....	13
4.3.1.	Ritzova-Galerkinova metoda .....	13
4.3.2.	Řešení soustav lineárních algebraických rovnic .....	15
4.3.3.	Diskretizace oblasti .....	15
4.3.4.	Interpolace prvků .....	16
4.4.	Momentová metoda (MoM) .....	17
5.	Cmsol Multiphysics .....	19
6.	Vliv ventilačních otvorů na efektivitu stínění malých stínících skříní .....	20
6.1.	Úvod .....	20
6.2.	Účinnost stínění .....	20
6.3.	Ventilační otvory .....	26
6.4.	Vlnovody .....	27
6.4.1.	Transverzálně elektromagnetické vlny TEM .....	29
6.4.2.	Transverzálně elektrické vlny TE .....	29

---

6.4.3.	Transverzálně magnetické vlny TM .....	30
6.4.4.	Obdélníkový vlnovod .....	31
6.4.5.	Kruhový vlnovod .....	32
6.4.6.	Šestiboký vlnovod.....	34
6.5.	Simulace kritických kmitočtů vlnovodů .....	34
6.6.	Simulace účinnosti stínění vlnovodů .....	44
6.6.1.	Vliv délky vlnovodu na účinnost stínění .....	46
6.6.2.	Vliv počtu vlnovodů na účinnost stínění .....	47
7.	Vliv technologických otvorů na účinnost stínění malých stínících skříní .....	52
7.1.	Blízké elektromagnetické pole.....	53
7.2.	Simulace dutinových rezonancí skříně .....	55
7.2.1.	Příklad určení vidu dutinového rezonátoru.....	61
7.3.	Experimentální měření účinnosti stínění .....	62
7.3.1.	Měřicí pracoviště .....	62
7.3.2.	Výsledky experimentálního měření .....	63
7.4.	Simulace účinnosti stínění .....	63
7.5.	Simulace účinnosti stínění – vnější bodový zdroj .....	63
7.5.1.	Výsledky simulací s bodovým zdrojem.....	67
7.6.	Simulace účinnosti stínění – vnější rovinná vlna.....	68
7.6.1.	Výsledky simulací s vnější rovinnou vlnou .....	69
7.7.	Simulace účinnosti stínění – vnitřní zdroj .....	70
7.7.1.	Výsledky simulací s vnitřním zdrojem .....	72
7.8.	Shrnutí výsledků simulací účinnosti stínění .....	73
8.	Závěr .....	77
	Literatura.....	81
	Vlastní publikace a výstupy .....	84
	Příloha A – Velikosti průřezů vlnovodů .....	86
	Příloha B – Konvergence simulace $f_c$ šestibokého vlnovodu .....	87
	Příloha C – Konvergence simulace SE šestibokého vlnovodu .....	88
	Příloha D – Rezonanční kmitočty přístrojové skříně.....	89
	Příloha E – Trychtýřová anténa BBHA 9120F .....	90
	Příloha F – Sonda elektrického pole HI-6105 .....	91
	Příloha G – Schéma měřicího řetězce pro určování SE.....	92
	Příloha H – Konvergence simulace SE, rozměr 280x295mm .....	93

---



Příloha I – Výsledky simulací SE, velká oblast, $(\text{Re}\{E_z\})^2$ .....	94
Příloha J – Výsledky simulací SE, bodový zdroj, 295x280mm .....	95
Příloha K – Výsledky simulací SE, bodový zdroj, 295x243mm .....	96
Příloha L – Výsledky simulací SE, vnější TE vlna, 295x280mm .....	97
Příloha M – Výsledky simulací SE, vnější TE vlna, 295x243mm .....	98
Příloha N – Výsledky simulací SE, vnitřní zdroj, 295x280mm .....	99
Příloha O – Výsledky simulací SE, vnitřní zdroj, 295x243mm .....	100

## Seznam použitých zkratk a symbolů

Značka	Jednotka	Veličina
$\alpha$	[1/m]	Měrný útlum
<b>B</b>	[T]	Magnetická indukce
$\beta$	[1/m]	Fázová konstanta
<b>D</b>	[C/m <sup>2</sup> ]	Elektrická indukce
$\delta$	[m]	Hloubka vniku
<b>E</b>	[V/m]	Intenzita elektrického pole
$\varepsilon$	[F/m]	Permitivita
$\varepsilon_0$	[F/m]	Permitivita vakua
$\varepsilon_r$	[-]	Relativní permitivita
$f$	[Hz]	Kmitočet
$g$	[dB]	Zisk antény
$\gamma$	[1/m]	Součinitel přenosu
<b>H</b>	[A/m]	Intenzita magnetického pole
<b>J</b>	[A/m <sup>2</sup> ]	Proudová hustota
$K$	[-]	Koeficient stínění
$k$	[1/m]	Vlnové číslo
$\lambda$	[m]	Vlnová délka
$\mu$	[H/m]	Permeabilita
$\mu_0$	[H/m]	Permeabilita vzduchu
$\mu_r$	[-]	Relativní permeabilita
$\sigma_c$	[C/m <sup>2</sup> ]	Plošná hustota náboje
$\rho$	[C/m <sup>3</sup> ]	Objemová hustota náboje
$\sigma$	[S/m]	Konduktivita
$w_e$	[J/m <sup>3</sup> ]	Objemová hustota energie elektrického pole
$W_e$	[J]	Energie elektrického pole

<b>Zkratka</b>	<b>Význam</b>
ABC	Absorpční okrajová podmínka (Absorbing Boundary Condition)
DRE	Nejednotná redukce účinnosti (Disuniformity Reduction Efficiency)
EMC	Elektromagnetická kompatibilita (Electromagnetic Compatibility)
FDM	Metoda konečných diferencí (Finite Difference Method)
FDTD	Metoda konečných diferencí v časové oblasti (Finite Difference Time Domain Method)
FEM	Metoda konečných prvků (Finite Element Method)
GSE	Globální účinnost stínění (Global Shielding Effectiveness)
MoM	Momentová metoda (Method of Moment)
PEC	Ideální elektrický vodič (Perfectly Electric Conductor)
PMC	Ideální magnetický vodič (Perfectly Magnetic Conductor)
PML	Ideálně přizpůsobená vrstva (Perfectly Matched Layer)
SE	Účinnost stínění (Shielding Effectiveness)
TE	Transverzální elektrická vlna (Transversal Electric Wave)
TEM	Transverzální elektromagnetická vlna (Transversal Electromagnetic Wave)
TM	Transverzální magnetická vlna (Transversal Magnetic Wave)

## Seznam obrázků

Obr. 2.1: Podmínky na rozhraní.....	7
Obr. 4.1: Příklady 2D sítě .....	10
Obr. 4.2: Aproximace derivace.....	10
Obr. 4.3: Uzly FD sítě.....	10
Obr. 4.4: Ideálně přizpůsobená vrstva .....	12
Obr. 4.5: Oblast FEM .....	15
Obr. 4.6: Základní tvary konečných prvků.....	16
Obr. 4.7: $n$ -rozměrná vektorová báze .....	16
Obr. 4.8: Lineární interpolační funkce pro trojúhelníkový prvek.....	17
Obr. 5.1: Systém Comsol Multiphysics 3.4.....	19
Obr. 6.1: Průchod elektromagnetické vlny volným prostorem.....	20
Obr. 6.2: Průchod elektromagnetické vlny stínící přepážkou.....	20
Obr. 6.3: Rozložení elektrického pole za stínící přepážkou .....	22
Obr. 6.4: Vlastní impedance stínících materiálů.....	23
Obr. 6.5: Absorpční útlum a ztráty odrazem tenkých stínících přepážek.....	25
Obr. 6.6: Ztráty mnohonásobným odrazem tenkých stínících přepážek .....	25
Obr. 6.7: Typy průřezů vlnovodů používaných pro ventilační otvory .....	26
Obr. 6.8: Obdélníkový vlnovod .....	27
Obr. 6.9: Kruhový vlnovod.....	27
Obr. 6.10: Typy průřezů vlnovodů používaných pro ventilační otvory .....	35
Obr. 6.11: Ukázky rozložení elektrického pole pro dominantní vidy vlnovodů .....	37
Obr. 6.12: Šestiboký nepravidelný vlnovod .....	38
Obr. 6.13: Kruhový vlnovod.....	39
Obr. 6.14: Šestiboký pravidelný vlnovod .....	40
Obr. 6.15: Obdélníkový a čtvercový vlnovod.....	41
Obr. 6.16: Závislost kritického kmitočtu na poměru průřezu vlnovodu.....	42
Obr. 6.17: Odchyly simulovaných kritických kmitočtů vlnovodů k teoretickému kritickému kmitočtu ekvivalentního kruhového vlnovodu.....	43
Obr. 6.18: Odchyly simulovaných kritických kmitočtů vlnovodů k teoretickému kritickému kmitočtu ekvivalentního kruhového vlnovodu.....	43
Obr. 6.19: Odchyly simulovaných kritických kmitočtů vlnovodu k teoretickému kritickému kmitočtu ekvivalentního čtvercového vlnovodu .....	44

Obr. 6.20: Teoretická účinnost stínění vlnovodů s ekvivalentním průřezem $S_0$ a délkou $l_0=120$ mm .....	46
Obr. 6.21: Teoretická účinnost stínění čtvercového vlnovodu s ekvivalentním průřezem $S_0$ a různými délkami $l$ .....	46
Obr. 6.22: Porovnání simulované a teoretické účinnosti stínění čtvercového vlnovodu	47
Obr. 6.23: Ventilační struktury o velikosti 5x5 prvků .....	48
Obr. 6.24: Ukázky ventilačních struktur .....	48
Obr. 6.25: Závislost účinnosti stínění na počtu ventilačních otvorů .....	49
Obr. 6.26: Závislost účinnosti stínění na počtu ventilačních otvorů .....	49
Obr. 6.27: Lineární struktura překrývaných a nepřekrývaných vlnovodů .....	50
Obr. 6.28: Ukázky ventilačních struktur složených ze šestibokých vlnovodů .....	50
Obr. 6.29: Závislost účinnosti stínění na počtu a překryvu ventilačních otvorů .....	51
Obr. 7.1: Závislost vlnové impedance na vzdálenosti od zdroje .....	54
Obr. 7.2: Geometrické uspořádání simulace dutinových rezonancí skříně: a) zdroj signálu v bodě $[0; 0; 0]$ m; b) zdroj signálu v bodě $[0,1; 0,1; 0,1]$ m .....	56
Obr. 7.3: Výsledky dutinové rezonance 3D modelu s bodovými zdroji .....	57
Obr. 7.4: Rozložení vidů při rezonanci skříně: a) vid TE <sub>110</sub> , b) vid TE <sub>021</sub> .....	58
Obr. 7.5: Měrná energie 3D modelů při zjišťování dutinových rezonancí .....	59
Obr. 7.6: Ověření rozložení vidů při rezonanci skříně: a) vid TE <sub>110</sub> , b) vid TE <sub>021</sub> .....	59
Obr. 7.7: Ověření rezonančních kmitočtů výpočtem vlastních čísel a ukázky rezonancí vyšších módů .....	60
Obr. 7.8: Výsledek 3D simulace rozložení elektrického pole dutinového rezonátoru, $f=1235,74$ MHz .....	61
Obr. 7.9: Zobrazení řezů výsledku 3D simulace pro $z = 0$ m, resp. $x = 0$ m .....	61
Obr. 7.10: Pracoviště pro měření účinnosti stínění .....	62
Obr. 7.11: Výsledky experimentálního měření .....	63
Obr. 7.12: Geometrie modelu a diskretizační síť modelu .....	64
Obr. 7.13: Rozmístění pozorovacích hran a oblastí pro simulace účinnosti stínění .....	65
Obr. 7.14: Rozložení intenzity elektrického pole modelu s bodovým zdrojem: a) bez skříně ( $f=2100$ MHz); b) se skříní ( $f=2100$ MHz); c) bez skříně ( $f=2095$ MHz); d) se skříní ( $f=2095$ MHz) .....	66
Obr. 7.15: Simulace SE / GSE, výsledky simulací s bodovým zdrojem a naměřené hodnoty .....	67
Obr. 7.16: Geometrie modelu a diskretizační síť modelu .....	68

Obr. 7.17: Rozložení intenzity elektrického pole modelu s rovinnou vlnou bez stínící skříně, $f = 738$ MHz .....	68
Obr. 7.18: Rozložení intenzity elektrického pole modelu s rovinnou vlnou se stínící skříní, $f = 738$ MHz.....	69
Obr. 7.19: Simulace SE / GSE, výsledky simulací s vnější rovinnou vlnou a naměřené hodnoty .....	69
Obr. 7.20: a) Rozložení integračních oblastí modelu s vnitřním zdrojem; b) detail úsečky pro křivkový integrál; c) detail oblasti pro plošný integrál .....	70
Obr. 7.21: Geometrie modelu a diskretizační síť modelu.....	71
Obr. 7.22: Rozložení intenzity elektrického pole modelu s rovinnou vlnou: a) $f = 500$ MHz; b) $f = 1188,36$ MHz .....	71
Obr. 7.23: Simulace SE / GSE, výsledky simulací s vnitřní rovinnou vlnou a naměřené hodnoty, vzdálená oblast.....	72
Obr. 7.24: Simulace SE / GSE, výsledky simulací s vnitřní rovinnou vlnou a naměřené hodnoty, blízká oblast .....	73
Obr. 7.25: Simulace SE / GSE, rozměr 295x280mm, výpočet z $E$ .....	73
Obr. 7.26: Simulace SE / GSE, rozměr 295x243mm, výpočet z $E$ .....	74
Obr. 7.27: Simulace SE / GSE, rozměr 295x280mm, výpočet z $(\text{Re}\{E_z\})^2$ .....	74
Obr. 7.28: Simulace SE / GSE, rozměr 295x243mm, výpočet z $(\text{Re}\{E_z\})^2$ .....	75
Obr. 7.29: Simulace SE / GSE, rozměr 295x280mm, výpočet z $E_z$ .....	75
Obr. 7.30: Simulace SE / GSE, rozměr 295x243mm, výpočet z $E_z$ .....	76

---

**Seznam tabulek**

Tabulka 6.1: Velikosti koeficientů $p'_{nl}$ a $p_{nl}$ .....	33
Tabulka 6.2: Rozměry vlnodů .....	35
Tabulka 6.3: Kritické kmitočty $f_c$ vlnodů a odchylky simulací k teoretické hodnotě $f_{ct}$ kruhového vlnodu s ekvivalentním průřezem $S_0$ .....	42
Tabulka 6.4: Snížení účinnosti stínění na počtu vlnodů .....	48
Tabulka 6.5: Vliv počtu ventilačních otvorů na účinnost stínění na kmitočtu 1GHz.....	50
Tabulka 7.1: Shrnutí numericky vypočtených hodnot účinnosti stínění .....	76

## **1. Motivace a cíl práce**

Elektromagnetická kompatibilita (EMC) je vědecký obor, ve kterém je zkoumáno generování, šíření a příjem elektromagnetických signálů, které mohou způsobit funkční poruchy na jiných elektronických zařízeních či jejich částech. Pojmem elektromagnetická kompatibilita tedy rozumíme schopnost elektronického zařízení pracovat spolehlivě bez poruch v prostředí s jinými elektronickými zařízeními (elektromagnetická susceptibilita) a zároveň toto zařízení nesmí svým provozem funkčně ovlivňovat jiná elektronická zařízení (elektromagnetická interference). Tento obor vznikl v 60. letech minulého století s rozvojem využití elektronických zařízení, kdy byly prvně pozorovány a následně popsány vazby mezi zdrojem rušení (vysílačem) a rušeným zařízením (přijímačem). V následujících letech, především díky pronikání elektronických systémů do mnoha průmyslových oborů, bylo nutné vytvořit pro tento mladý vědecký obor soubor norem a předpisů. Tato normalizace dnes zajišťuje elektromagneticky kompatibilní prostředí.

Nedílnou součástí elektromagnetické kompatibility je oblast elektromagnetického stínění, které pomáhá zabezpečit bezpečné elektromagnetické prostředí, tj. omezit vliv vazeb mezi jednotlivými zařízeními.

První články o experimentech s elektromagnetickým stíněním byly uveřejněny v roce 1933 [1], další následovali v následujících letech, např. [2] [3] [4], kdy s rozvojem elektrických zařízení se zvyšoval také jejich pracovní kmitočet. Jedním z prvních článků řešící problematiku stínění pomocí výpočetní techniky – ještě analyticky – byl uveřejněn v roce 1967 [5]. V roce 1968 byla zveřejněna dodnes používaná teorie účinnosti stínění [6]. V témže roce se v literatuře objevuje zmínka o účinnosti stínění malých přístrojových skříní [7] a také byl napsán článek [8], ve kterém je uvedena metodika měření účinnosti stínění malých skříní, ze kterého vyplynulo doporučení IEEE v následujícím roce [9]. První z článků s řešením účinnosti stínění pomocí metody konečných prvků byl uveřejněn v roce 1988 [10]. Největší rozmach na poli účinnosti stínění ve spojení s numerickými metodami přichází s rozvojem a dostupností výpočetní techniky v devadesátých letech dvacátého století, kdy jsou implementovány a zefektivňovány další známé metody (FDM, FDTD, MoM). Tento trend vývoje je zřejmý i v současnosti.



### 1.1. Motivace

Elektronická zařízení pronikají do veškerého dění společnosti a z pohledu elektromagnetické kompatibility je dnešní prostředí velmi zarušené a nasycené množstvím zařízení, která se mohou navzájem ovlivňovat. Aby bylo zamezeno přenosu rušivých signálů mezi jednotlivými zařízeními, existuje mnoho doporučení a postupů při jejich návrhu, které tyto rušivé signály omezují. Jednou z možností, jak efektivně zamezit interferenci či naopak zvýšit susceptibilitu zařízení, je použití elektromagnetického stínění. Pro návrh stínících prvků jsou známy analytické vztahy, nicméně tyto nepostihují veškeré možné konstrukční případy. Z těchto důvodů je vhodné použití počítačového výpočtu pomocí numerických metod. V blízké budoucnosti budou tyto metody velmi aktuální, jelikož zvyšování pracovních kmitočtů a především miniaturizace elektronických zařízení zvyšují nejednoznačnost klasického přístupu k účinnosti stínění.

### 1.2. Současný stav

V současnosti se v literatuře problematikou elektromagnetického stínění zabývá řada autorů, ovšem většina z nich volí klasický pohled na účinnost stínění, který je při řešení pomocí numerických metod nevhodný. Nových pohledů na účinnost stínění není v dostupné literatuře mnoho, známé jsou např. články od autorů skupiny profesora Celloziho [21][22][23], které ukazují možné nové postupy. Výzkum spojený s účinností stínění a počítačovými simulacemi je tedy velmi aktuální.

### 1.3. Cíle práce

Tato práce se zabývá numerickým řešením problémů s účinností stínění pomocí metody konečných prvků. Jak bylo řečeno výše, toto téma je již dnes velmi aktuální a současný výzkum s dostupnými odkazy na literaturu je velmi řídký. Cíle této práce jsou následující:

- Nastínit vhodné numerické metody pro řešení problémů v elektromagnetické kompatibilitě, které jsou dále použitelné pro výpočty účinnosti stínění.
- Ověřit s pomocí metody konečných prvků zažitou praxi pro výpočet kritického kmitočtu vlnovodu, kdy se vlnovody geometricky různých průřezů přepočítávají na kruhové vlnovody s ekvivalentním průřezem a dále se s nimi zachází jako s kruhovými vlnovody. Předlohou k tomuto problému byl zvolen nepravidelný

šestiboký vlnovod, ze kterých je složena ventilační struktura stíněné měřicí komory Fakulty elektrotechnické ZČU v Plzni.

- Zjistit účinnost stínění jednotlivých podkritických vlnovodů a vlnovodových struktur, které jsou v současnosti používány pro dva hlavní účely – pro kabelové průchodky přístrojových skříní a pro ventilační struktury přístrojových skříní či měřicích komor.
- Výzkum v oblasti účinnosti stínění perforovaných přístrojových skříní, kde je nutno uvažovat nevhodnost standardní definice účinnosti stínění a ilustrovat nové postupy pro numerické řešení účinnosti stínění.

## 2. Teorie elektromagnetického pole

Elektromagnetické pole je reprezentováno těmito veličinami:

- intenzitou elektrického pole  $\mathbf{E}$  [V/m],
- intenzitou magnetického pole  $\mathbf{H}$  [A/m],
- elektrickou indukci  $\mathbf{D}$  [C/m<sup>2</sup>],
- magnetickou indukci  $\mathbf{B}$  [T].

Pro úplný popis elektromagnetického pole jsou kromě Maxwellových rovnic (MR) zapotřebí materiálové vztahy mezi veličinami  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$ ,  $\mathbf{D}$  a  $\mathbf{B}$ . Materiálové konstanty charakterizující prostředí jsou tyto:

- permitivita  $\varepsilon$  [F/m]
- permeabilita  $\mu$  [H/m]
- konduktivita  $\sigma$  [S/m].

Teorie elektromagnetického pole bude popsána stručně, podrobný popis lze nalézt v řadě publikací, např. v [11].

### 2.1. Časově proměnné pole

Časově proměnné (nestacionární) elektromagnetické pole je popsáno soustavou Maxwellových rovnic a materiálovými vztahy. Časově proměnné pole v každém bodu oblasti  $\Omega$  a platnými hraničními podmínkami lze popsat Maxwellovými rovnicemi:

$$1.\text{MR: } \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (2-1)$$

$$2.\text{MR: } \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2-2)$$

$$3.\text{MR: } \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho, \quad (2-3)$$

$$4.\text{MR: } \nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2-4)$$

Kde  $\mathbf{J}$  je proudová hustota a  $\rho$  je objemová hustota elektrického náboje.

Vztahy mezi vektory pole v lineárním prostředí jsou:

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}, \quad (2-5)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \quad (2-6)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}. \quad (2-7)$$

Výše popsané MR platí za předpokladu platnosti materiálových vztahů (2-5) (2-6) (2-7). Aplikací operátoru divergence na (2-1) a s pomocí (2-3) získáme rovnici kontinuity:

$$\nabla \cdot \mathbf{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0. \quad (2-8)$$

## 2.2. Elektromagnetická prostředí

Prostředí, ve kterém je zkoumáno elektromagnetické pole, je charakterizováno konduktivitou  $\sigma$ , permitivitou  $\varepsilon$  a permeabilitou  $\mu$ . Řekneme, že prostředí je:

- lineární, pokud veličiny  $\sigma$ ,  $\varepsilon$  a  $\mu$  jsou nezávislé na vektorech pole  $\mathbf{E}$  a  $\mathbf{H}$ ,
- izotropní, pokud veličiny  $\sigma$ ,  $\varepsilon$  a  $\mu$  jsou nezávislé na směru pole,
- homogenní, pokud veličiny  $\sigma$ ,  $\varepsilon$  a  $\mu$  jsou v různých bodech prostředí stejné.

## 2.3. Harmonické pole

Elektromagnetické pole je harmonické, pokud se v čase mění podle sinové či kosinové funkce. Pro popis harmonického, časově proměnného pole je vhodné využít symbolicko-komplexní vyjádření Maxwellových rovnic. Pokud popíšeme obecný vektor  $\mathbf{V}$  jako:

$$\mathbf{V}(x, y, z, t) \rightarrow \underline{\mathbf{V}}(x, y, z) \cos(\omega t) = \operatorname{Re}\{\underline{\mathbf{V}}(x, y, z) e^{j\omega t}\}, \quad (2-9)$$

pak tvar Maxwellových rovnic bude:

$$1.\text{MR: } \nabla \times \underline{\mathbf{H}} = \underline{\mathbf{J}} + j\omega \underline{\mathbf{D}}, \quad (2-10)$$

$$2.\text{MR: } \nabla \times \underline{\mathbf{E}} = -j\omega \underline{\mathbf{B}}, \quad (2-11)$$

$$3.\text{MR: } \nabla \cdot \underline{\mathbf{D}} = \rho, \quad (2-12)$$

$$4.\text{MR: } \nabla \cdot \underline{\mathbf{B}} = 0. \quad (2-13)$$

Rovnice kontinuity má tvar:

$$\nabla \cdot \underline{\mathbf{J}} = -j\omega \rho. \quad (2-14)$$

## 2.4. Vlnová rovnice

Časová změna elektrického pole vyvolá dle 1.MR časově proměnné magnetické pole a časová změna magnetického pole vyvolá dle 2.MR časově proměnné elektrické pole. V tomto případě nelze oddělit jednotlivé složky pole, popisujeme ho vlnovou rovnicí.

Z Maxwellových rovnic lze odvodit obecnou vlnovou rovnici. Do 1.MR (2-1) dosadíme vztahy mezi vektory pole (2-5) (2-6) (2-7) a tím získáme:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu\sigma \mathbf{E} + \mu\varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (2-15)$$

Na 2. MR (2-2) aplikujeme operátor rotace:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times \mathbf{B}). \quad (2-16)$$

Dosažením rovnice (2-15) do rovnice (2-16) dostaneme:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \left( \mu\sigma\mathbf{E} + \mu\varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) \quad (2-17)$$

A s využitím identity  $\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}$  a za předpokladu nulové hustoty náboje v prostoru, kdy platí  $\varepsilon \nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ , tj.  $\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) = 0$  upravíme rovnici (2-17):

$$-\nabla^2 \mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \left( \mu\sigma\mathbf{E} + \mu\varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right). \quad (2-18)$$

Výsledný tvar vlnových rovnic je:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu\sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (2-19)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \mu\sigma \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} - \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0. \quad (2-20)$$

V případě že  $\sigma = 0$ ,  $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$  získáme tvar:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (2-21)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0. \quad (2-22)$$

Pokud nastane harmonicky ustálený stav, poté lze zapsat vlnové rovnice (2-19) (2-20) pomocí symbolicko – komplexního vyjádření:

$$\nabla^2 \underline{\mathbf{E}} - j\omega\mu\sigma\underline{\mathbf{E}} + \omega^2\mu\varepsilon\underline{\mathbf{E}} = 0, \quad (2-23)$$

$$\nabla^2 \underline{\mathbf{H}} - j\omega\mu\sigma\underline{\mathbf{H}} + \omega^2\mu\varepsilon\underline{\mathbf{H}} = 0. \quad (2-24)$$

Rychlost šíření elektromagnetické vlny v prostředí je dána vztahem:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}} = \frac{c}{\sqrt{\mu_r \cdot \varepsilon_r}} = \frac{\omega}{k} \text{ [m/s]}, \quad (2-25)$$

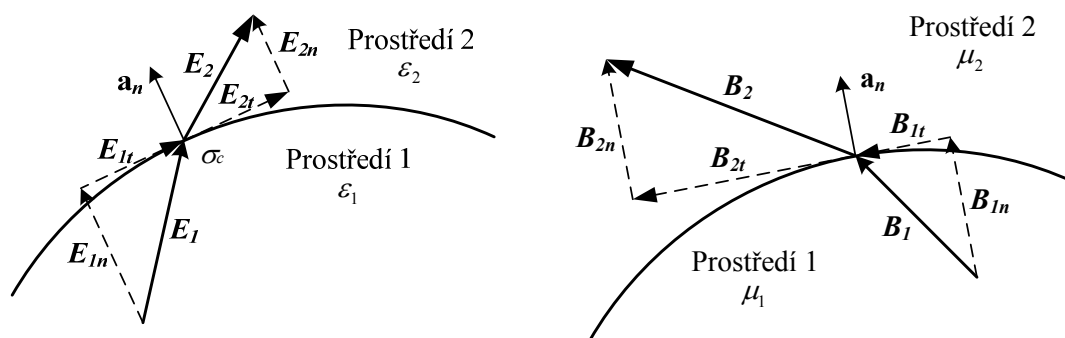
kde  $c$  je rychlost šíření světla ve vakuu ( $c = 2,998 \times 10^8$  m/s) a  $k$  je vlnové číslo, vyjádřené jako:

$$k = \omega\sqrt{\mu\varepsilon}. \quad (2-26)$$

## 2.5. Podmínky na rozhraní

Makroskopické Maxwellovy rovnice v diferenciálním tvaru neplatí na rozhraní dvou prostředí, kde se materiálové konstanty  $\varepsilon$  a  $\mu$  mění skokově – tj. tečné a normálové složky vektorů popisujících pole se mění skokově. Je možné odvodit podmínky na rozhraní.

Podmínky na rozhraní oddělují dvě rozdílná prostředí 1 a 2 (viz Obr. 2.1) které jsou charakterizovány parametry  $\varepsilon_1, \mu_1$  a  $\varepsilon_2, \mu_2$ .



Obr. 2.1: Podmínky na rozhraní

Z Maxwellových rovnic v integrálním tvaru pak můžeme odvodit podmínky:

$$\begin{aligned}
 E_{1t} &= E_{2t}, \text{ nebo } (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) \times \mathbf{a}_n = 0, \\
 H_{1t} - H_{2t} &= K, \text{ nebo } (\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2) \times \mathbf{a}_n = \mathbf{K}, \\
 D_{1n} - D_{2n} &= \sigma_c, \text{ nebo } (\mathbf{D}_1 - \mathbf{D}_2) \cdot \mathbf{a}_n = \sigma_c, \\
 B_{1n} - B_{2n} &= 0, \text{ nebo } (\mathbf{B}_1 - \mathbf{B}_2) \cdot \mathbf{a}_n = 0,
 \end{aligned} \tag{2-27}$$

kde  $\mathbf{a}_n$  je jednotkový normálový vektor směřovaný z prostředí 1 do prostředí 2,  
vektory s indexem  $t$  jsou tečné,  
vektory s indexem  $n$  jsou normálové,  
 $\sigma_c$  je plošná hustota náboje a  
 $\mathbf{K}$  je plošná hustota proudu.

### 3. Počítačové modelování

Počítačové modelování je velmi vhodným prostředkem při zkoumání chování objektů, nejen z hlediska elektromagnetické kompatibility. Numerické modelování má v porovnání s reálným měřením několik výhod:

- relativně nízké náklady na vytvoření modelu,
- možnost snadné modifikace modelu, např. změny rozměrů geometrie modelu, změny materiálových vlastností, atd.,
- výsledky simulace lze získat za zlomek času experimentu,
- je možné zkoumat charakteristické vlastnosti v místech modelu, kde to reálným měřením není možné,
- výsledky simulací mohou být velmi přesné.

Nicméně numerické simulační metody mají také své nedostatky, tyto ovšem (ve většině případů) nesouvisí s vlastním výpočtem, ale s diskretizací reálného problému. Tyto mohou být:

- nemožnost přenesení geometrických detailů při diskretizaci problému – především z hlediska nedostatečných hardwarových prostředků – zde je také nutné uvědomit si, zda jsou veškeré detaily geometrie pro správný výsledek kritické či nikoliv,
- pouze přibližné definice materiálových konstant, atd.

Následné numerické řešení modelu je již velmi přesné. Cílem simulací je tedy vytvoření počítačového modelu, který reprezentuje reálný problém co možná nejvěrněji.

Jednotlivé metody ve většině případů nejsou komplexní a je tedy nutné pro daný problém zvolit správnou metodu (programové vybavení), která našemu problému nejvíce odpovídá. Pro modelování problémů v EMC jsou vhodné tyto metody: metoda konečných prvků – FEM, metoda konečných diferencí – FDM (případně metoda konečných diferencí v časové oblasti – FDTD) a momentová metoda – MoM [13]. Existují i další metody z těchto odvozené, případně metody založené na jiném principu řešení – například metody založené na náhradních schématech elektrických obvodů. Zde je zástupcem metoda Transmission Line Method – TLM a další [13].

## **4. Metody pro řešení elektromagnetických polí**

Metody pro řešení elektromagnetických polí (obecně lze uvažovat jakékoliv fyzikální pole) lze dělit na:

- analytické,
- numerické,
- hybridní a speciální.

### **Analytické metody**

Analytické metody dosáhly svého vrcholu v padesátých a šedesátých letech dvacátého století a v současné době se dále nerozvíjejí.

### **Numerické metody**

Metody založené na numerickém řešení se začaly vyvíjet v padesátých a šedesátých letech minulého století. Důležitou příčinou rozvoje numerických metod byl rozvoj výpočetní techniky, jež umožňovala rychlé řešení soustav algebraických rovnic. První numerické algoritmy pro řešení rozsáhlejších problémů byly založeny na metodě konečných diferencí, případně na variantách metody vážených reziduí a Ritzově metodě. Koncem šedesátých let byla poprvé použita metoda konečných prvků pro výpočet elektromagnetických polí, která se postupem času ukázala jako vysoce univerzální a použitelná pro numerické řešení téměř všech typů úloh. Jak již bylo řečeno výše, metoda konečných prvků se prudce rozvíjí doposud a od nejstarších variant založených na pevných diskretizačních sítích s lineárními elementy se posouvá k vysoce progresivním verzím vyššího řádu přesnosti s automatickou adaptivitou sítě, které jsou charakterizovány exponenciální konvergencí výsledků. Také metoda konečných diferencí je z hlediska řešení problémů v elektromagnetické kompatibilitě stále velmi populární, a to především ve formě v časové oblasti (FDTD).

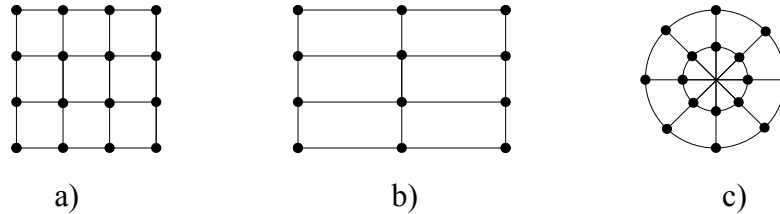
#### **4.1. Metoda konečných diferencí (FDM)**

Metoda konečných diferencí FDM (z anglického Finite Difference Method) je výpočetně nenáročná metoda. Diskretizace modelu převádí řešení diferenciálních rovnic na řešení soustavy rovnic algebraických [15].



#### 4.1.1. Diskretizace oblasti

Oblast diskretizujeme proložením oblasti  $\Omega$  vhodnými úsečkami, které vytvoří síť modelu. Tato síť může být rovnoměrná či nerovnoměrná. Zástupci rovnoměrných sítí jsou pravoúhlé sítě čtvercové a obdélníkové (viz Obr. 4.1a), Obr. 4.1b)), nerovnoměrná síť pak polární (pro dvourozměrnou úlohu, Obr. 4.1c)).

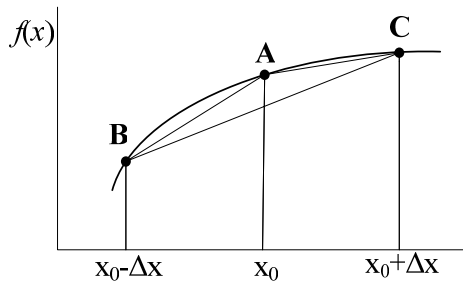


Obr. 4.1: Příklady 2D sítě

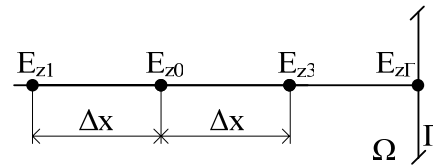
Průsečíky sítě jsou uzly, ve kterých je hledáno řešení. Uzly ležící uvnitř oblasti  $\Omega$  jsou uzly vnitřní, uzly ležící na hranici oblasti  $\Omega$  jsou uzly hraniční. Vzdálenosti uzlů (hustota sítě) je kritickým bodem pro přesnost řešení. Snižování vzdálenosti uzlů řešení zpřesňuje, ale za cenu nárůstu počtu algebraických rovnic a tedy výpočetního času.

#### 4.1.2. Aproximace diferenciálního operátoru diferenčním

V každém uzlu sítě je diferenciální rovnice aproximována rovnicí algebraickou. S krokem  $\Delta x$  v blízkém okolí bodu  $x_0$  lze funkci  $f(x)$  rozvést pomocí Taylorova rozvoje.



Obr. 4.2: Aproximace derivace



Obr. 4.3: Uzly FD sítě

Taylorovy rozvoje (dle Obr. 4.2) jsou:

$$f(x_0 + \Delta x) = f(x_0) + \Delta x f'(x_0) + \frac{1}{2!} (\Delta x)^2 f''(x_0) + \dots, \quad (4-1)$$

$$f(x_0 - \Delta x) = f(x_0) - \Delta x f'(x_0) + \frac{1}{2!} (\Delta x)^2 f''(x_0) + \dots \quad (4-2)$$

Součtem Taylorových rozvojų (4-1) a (4-2) a zanedbáním členů třetího a dalších vyšších členů získáme:

$$f(x_0 + \Delta x) + f(x_0 - \Delta x) = 2f(x_0) + (\Delta x)^2 f''(x_0). \quad (4-3)$$

Ze vztahu (4-3) lze vyjádřit druhou derivaci v bodě **A**:

$$f''(x_0) \cong \frac{f(x_0 + \Delta x) - 2f(x_0) + f(x_0 - \Delta x)}{(\Delta x)^2}. \quad (4-4)$$

Pro jednoduchost uvažujme vlnovou rovnici v harmonicky ustáleném stavu dle Obr. 4.3 (jednorozměrná úloha):

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \omega^2 \mu \varepsilon E_z = 0, \quad (4-5)$$

je možné aproximovat druhou derivaci:

$$\frac{E_z(x_0 + \Delta x) - 2E_z(x_0) + E_z(x_0 - \Delta x)}{(\Delta x)^2} + \omega^2 \mu \varepsilon E_z(x_0) = 0. \quad (4-6)$$

Dirichletovu okrajovou podmínku na hranici  $\Gamma$  oblasti  $\Omega$  můžeme zapsat ve tvaru:

$$E_z = E_{z\Gamma}, \quad (4-7)$$

a Neumanovu nulovou podmínku (nejčastější případ):

$$\frac{E_z(x_0) - E_z(x_0 - \Delta x)}{\Delta x} = 0. \quad (4-8)$$

#### 4.1.3. Vytvoření soustavy rovnic

Vyjádřením rovnic pro všechny vnitřní uzly s ohledem na hraniční podmínky, lze získat soustavu algebraických rovnic, kde pravými stranami jsou nuly pro vnitřní uzly, případně hodnoty budící funkce v hraničních bodech. Soustavu má tvar:

$$\mathbf{A}\boldsymbol{\varphi} = \mathbf{b}, \quad (4-9)$$

kde  $\mathbf{A}$  je matice koeficientů,  $\boldsymbol{\varphi}$  hledaný vektor a  $\mathbf{b}$  vektor pravých stran. Vyřešením této rovnice jsou nalezeny koeficienty  $\boldsymbol{\varphi}$ .

#### 4.2. Metoda konečných diferencí v časové oblasti (FDTD)

Metoda konečných diferencí v časové oblasti FDTD (z anglického Finite Difference Time Domain Method) vychází z metody konečných diferencí, hledané řešení se nachází v časové oblasti. Zde se funkce aproximují nejen podle prostorových souřadnic, ale i podle času. Využití této metody je především pro modelování šíření elektromagnetických vln v prostoru, skládajícího se z vodivých a dielektrických částí. Řešení v časové oblasti – výsledkem je časová odezva systému – po aplikování Fourierovy transformace dává informaci v širokém kmitočtovém spektru. Jak široké spektrum řešení bude, závisí na zdroji, který je pro vybuzení systému použit. Nejčastější

budící funkce se používá Gaussův impuls, případně impulsy z něj odvozené – derivační Gaussův impuls (odstraňuje stejnosměrnou složku) a modulovaný Gaussův impuls (ve spektru omezený).

Dle Yeeho zápisu lze definovat síť bodů v oblasti 3D modelu [12] :

$$(i, j, k) \equiv (i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z). \quad (4-10)$$

a dále funkci prostoru a času:

$$F^n(i, j, k) \equiv F(i\delta, j\delta, k\delta, n\Delta t), \quad (4-11)$$

kde  $\delta = \Delta x = \Delta y = \Delta z$  jsou prostorové změny a  $\Delta t$  je časová změna. Aproximací derivace diferencí pak zapíšeme funkce:

$$\frac{\partial F^n(i, j, k)}{\partial x} = \frac{F^n(i+1/2, j, k) - F^n(i-1/2, j, k)}{\delta}, \quad (4-12)$$

$$\frac{\partial F^n(t)}{\partial t} = \frac{F^{n+1/2}(i, j, k) - F^{n-1/2}(i, j, k)}{\Delta t}. \quad (4-13)$$

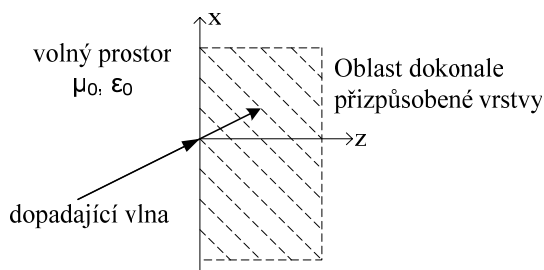
Velikost časového intervalu ovlivňuje stabilitu řešení, aby řešení bylo stabilní, musí platit Courantova podmínka [13]:

$$\Delta t \leq \frac{1}{v \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}}. \quad (4-14)$$

kde  $v$  je maximální rychlost šíření v modelu.

#### 4.2.1. Absorpční podmínky

Metodu konečných diferencí v časové oblasti je vhodné použít při řešení otevřených modelů, je zde ale nutné použít absorpční okrajové podmínky ABC (Absorbing Boundary Conditions). Tyto podmínky vymezují oblast modelu, ale elektricky se chovají jako vodivé, nahrazují nekonečně vodivý prostor. Pokud by tyto podmínky nebyly zadané správně, na hranici modelu by mohlo dojít k odrazu dopadající vlny zpět do modelu, což by výsledky silně zkreslilo.



Obr. 4.4: Ideálně přizpůsobená vrstva

Jednou z velmi používaných podmínek je ideálně přizpůsobená vrstva PML (Perfectly Matched Layer, Obr. 4.4), která používá na hranicích oblasti model ztrátového materiálu, který dopadající vlnu dostatečně utlumí, aby nedocházelo k odrazu. Pro dokonalou absorpci musí platit:

$$\frac{\sigma_C}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma_M}{\mu_0} \quad (4-15)$$

kde  $\sigma_C$  je elektrická a  $\sigma_M$  je magnetická vodivost prostředí [12].

### 4.3. Metoda konečných prvků (FEM)

Metoda konečných prvků – FEM (z anglického Finite Element Method) vychází z extremalizace potenciální energie řešeného systému. Jelikož energie je aditivní veličina, pokrytím vyšetřované oblasti diskretizační sítí sestavenou z disjunktních elementů, je celková energie součtem jejich příspěvků. Vyjádřením příspěvku v každém elementu ve formě funkce hodnot hledané veličiny v jeho významných bodech, získáme výsledný funkcionál jakožto funkci mnoha proměnných, což jsou zpravidla hodnoty hledané veličiny v uzlech nebo jiných významných bodech diskretizační sítě. Tyto dosud neznámé hodnoty získáme např. Ritzovo-Galerkinovo metodou, tedy minimalizací funkcionálu vzhledem k neznámým koeficientům. Tento postup vede na systém lineárních nebo nelineárních algebraických rovnic s řídkou maticí, jenž může být vyřešen standardními metodami.

#### 4.3.1. Ritzova-Galerkinova metoda

##### Slabé řešení diferenciální rovnice

Je uvažována diferenciální rovnice pro funkci  $u$  na oblasti  $\Omega$ , jenž splňuje homogenní Dirichletovské podmínky na hranici oblasti  $\partial\Omega$  [14]:

$$Lu(x) = p(x), \quad (4-16)$$

$$u|_{\partial\Omega} = 0, \quad (4-17)$$

kde  $L$  je příslušný lineární diferenciální operátor. Definicí skalárního součinu:

$$\langle f, g \rangle = \int_{\Omega} f(x)g(x) d\Omega \quad (4-18)$$

a dále funkcionálu:

$$\int_{\Omega} f(x)^2 d\Omega, \quad (4-19)$$

pro který je integrál konečný a splňuje nulové okrajové podmínky, tvoří nekonečně dimenzionální prostor  $V$ .

Existuje tedy vektorová báze  $\{\phi_i\}_{i=1}^{\infty}$  a libovolnou funkci z prostoru  $V$  lze vyjádřit jako lineární kombinací báзовých funkcí:

$$f = \sum_{i=1}^{\infty} \alpha_i \phi_i, \quad (4-20)$$

kde  $\alpha_i$  jsou neznámé koeficienty a  $\phi_i$  jsou báзовé funkce. Přičemž platí-li pro nějakou funkci  $f$ , že její skalární součin s libovolnou báзовou funkcí je nulový, pak funkce  $f$  je nulovým prvkem vektorového prostoru  $V$ :

$$\langle f, \phi_i \rangle = 0, \quad \forall \phi_i \in V \Rightarrow f \equiv 0. \quad (4-21)$$

To vede k definici slabého řešení  $u$ , které místo původní diferenciální rovnice splňuje rovnici:

$$\langle Lu(x) - p(x), \phi_i \rangle = 0, \quad \forall \phi_i \in V. \quad (4-22)$$

Slabé řešení je tedy definováno integrální rovnicí:

$$\int_{\Omega} L(u)\phi_i d\Omega = \int_{\Omega} p\phi_i d\Omega, \quad \forall \phi_i \in V. \quad (4-23)$$

Existuje-li silné řešení, a je-li dostatečně hladké, pak je rovno slabému řešení.

### Diskretizace slabého řešení

Principem je nahrazení nekonečně-dimenzionálního prostoru  $V$  konečně-dimenzionálním prostorem  $V_n$ . Řešení je pak hledáno ve tvaru konečné řady:

$$f = \sum_{i=1}^n \alpha_i \phi_i, \quad (4-24)$$

které splňuje slabou formulaci:

$$\int_{\Omega} L(f_n)\phi_i d\Omega = \int_{\Omega} p\phi_i d\Omega, \quad \forall i = 1, \dots, n. \quad (4-25)$$

Tuto rovnici lze v maticovém tvaru zapsat jako soustavu  $n$  lineárních rovnic pro  $n$  neznámých koeficientů  $\alpha_i$ :

$$\mathbf{A}_{ij} \alpha_j = F_i, \quad (4-26)$$

kde matice tuhosti  $\mathbf{A}_{ij}$  je dána:

$$\mathbf{A}_{ij} = \int_{\Omega} \phi_i \phi_j d\Omega \quad (4-27)$$

a vektor zatížení  $F_i$ :

$$F_i = \int_{\Omega} p\phi_i d\Omega. \quad (4-28)$$

### 4.3.2. Řešení soustav lineárních algebraických rovnic

Numerické metody pro řešení lineárních algebraických rovnic lze rozdělit do dvou skupin:

- přímé metody,
- iterační metody.

Přímé metody poskytují (v případě provedení všech výpočtů bez zaokrouhlení) po konečném počtu aritmetických operací přesné řešení soustavy rovnic. Iterační metody vycházejí z odhadu správného řešení a určitého počtu iterací, které dále tuto aproximaci zpřesňují.

#### LU rozklad

Je uvažována soustava  $n$  lineárních rovnic ve tvaru:

$$\mathbf{Ax} = \mathbf{b}, \quad (4-29)$$

kde  $\mathbf{A}$  je regulární matice obsahující komplexní nebo reálná čísla,  $\mathbf{x}$  je vektor řešení a  $\mathbf{b}$  je vektor pravých stran.

Podstata LU rozkladu je získání matice  $\mathbf{A}$  jako součinu:

$$\mathbf{A} = \mathbf{LU}, \quad (4-30)$$

kde  $\mathbf{L}$  je dolní a  $\mathbf{U}$  horní trojúhelníková matice. Rovnici (4-29) lze přepsat do tvaru:

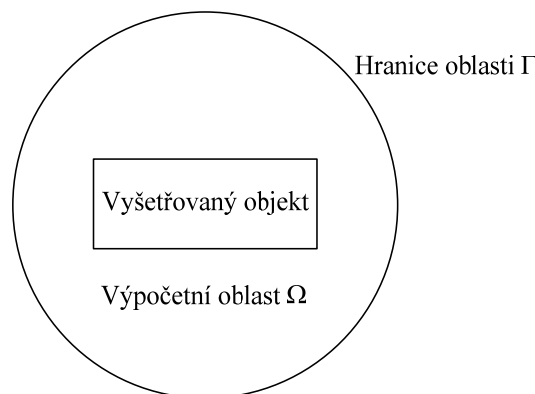
$$\mathbf{LUx} = \mathbf{b} \quad (4-31)$$

a tuto rovnici řešit ve dvou krocích:

$$\mathbf{Ly} = \mathbf{b}, \quad \mathbf{Ux} = \mathbf{y}. \quad (4-32)$$

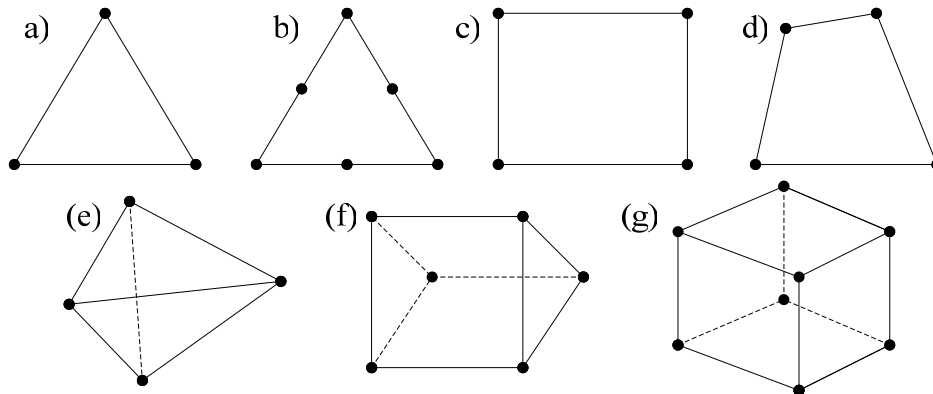
### 4.3.3. Diskretizace oblasti

Diskretizací rozumíme proložení výpočetní oblastí  $\Omega$  s uzavřenou hranicí  $\Gamma$  (Obr. 4.5) diskretizační sítí.



Obr. 4.5: Oblast FEM

Obr. 4.6 znázorňuje typické tvary konečných prvků – pro dvourozměrné modely Lagrangeův trojúhelníkový element lineární (a) a kvadratický (b), obdélníkový element (c) a lineární čtyřúhelníkový element (d). Pro třírozměrné modely jsou základními elementy čtyřstěn (e), pětistěn (f), šestistěn (g). Vyznačené body představují uzly.



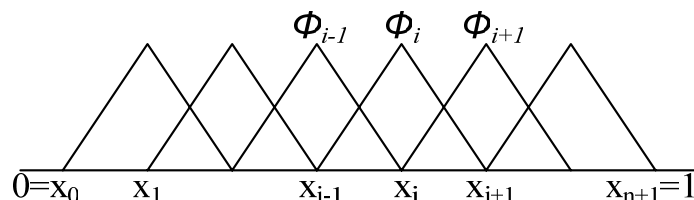
Obr. 4.6: Základní tvary konečných prvků

Přesnost řešení je závislé na velikosti prvků – čím jsou prvky menší, tím přesnější je řešení. Zmenšování prvků ale způsobuje zvyšování počtu neznámých a tím vyšší nároky na paměť výpočetního systému a prodlužování výpočetního času. Zde se musí volit kompromis mezi přesností a rychlostí řešení.

Jinou možností optimalizace výpočtu je použití adaptivních metod konečných prvků, které využívají různé techniky změny geometrie sítě konečných prvků. Zde se hlavně využívá automatické zjemňování sítě dle potřeby (*h*-adaptivita), případně metoda pohyblivých uzlů (*r*-adaptivita). Dále je možné použít automatické zvýšení stupně polynomu, jenž aproximuje hledanou funkci v daném elementu (*p*-adaptivita), případně kombinací jednotlivých metod (např. *hp*-adaptivita).

#### 4.3.4. Interpolace prvků

Po diskretizaci řešené oblasti je nutné zvolit aproximační funkce konečných prvků.



Obr. 4.7: *n*-rozměrná vektorová báze

V  $n$ - dimenzionálním prostoru  $V_n$  existuje vektorová báze  $\{\phi_i\}_{i=1}^n$  pro kterou platí:

$$\phi_i(x) = \begin{cases} 0, & x \notin [x_{i-1}, x_{i+1}] \\ \frac{x - x_{i-1}}{x_i - x_{i-1}}, & x \in [x_{i-1}, x_i] \\ \frac{x_{i+1} - x}{x_{i+1} - x_i}, & x \in [x_i, x_{i+1}] \end{cases} \quad (4-33)$$

respektive:

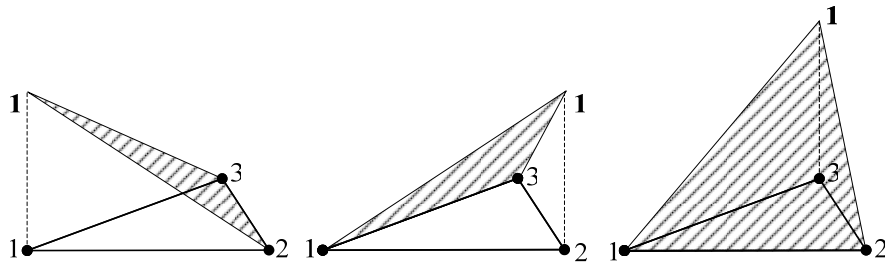
$$\phi_j(x_j) = \delta_{ij} = \begin{cases} 0 & i = j \\ 1 & i \neq j \end{cases} \quad (4-34)$$

což odpovídá lineární funkci pro 1D úlohu:

$$\phi(x) = \alpha_0 + \alpha_1 x. \quad (4-35)$$

2D lineární funkce aplikované na trojúhelníkovém prvku jsou na Obr. 4.8 a jejich funkce je:

$$\phi(x, y) = \alpha_0 + \alpha_1 x + \alpha_2 y. \quad (4-36)$$



Obr. 4.8: Lineární interpolační funkce pro trojúhelníkový prvek

Bázové funkce mohou být též kvadratické:

$$\phi(x, y) = \alpha_0 + \alpha_1 x + \alpha_2 y + \alpha_3 xy + \alpha_4 x^2 + \alpha_5 y^2 \quad (4-37)$$

případně je možné zvyšovat stupeň tohoto polynomu. Zvýšení stupně polynomu, jenž aproximuje hledanou funkci v daném elementu, nazýváme metodou konečných prvků vyššího řádu.

#### 4.4. Momentová metoda (MoM)

Momentová metoda MoM (z anglického Method of Moments) je zástupcem integrálních metod a lze ji popsat obecnou rovnicí:

$$L\phi = g, \quad (4-38)$$



kde  $L$  je obecný operátor,  $\phi$  je hledaná funkce splňující okrajové podmínky a  $g$  je pravá strana.

Hledanou funkci je možné nahradit lineární kombinací  $n$  vzájemně ortogonálních funkcí ve tvaru:

$$\phi = \sum_{i=1}^n \lambda_i \phi_i, \quad (4-39)$$

kde  $\lambda_i$ ,  $i = 1, \dots, n$  jsou neznámé konstanty. Ortogonální funkce navíc splňují okrajové podmínky úlohy. Rovnici (4-38) je nyní možné přepsat do tvaru:

$$L\left(\sum_{i=1}^n \lambda_i \phi_i\right) = \sum_{i=1}^n \lambda_i \cdot L\phi_i = f. \quad (4-40)$$

S váhovými funkce  $w_i$ ,  $i = 1, \dots, n$  lze postupně vytvořit skalární součin s rovnicí (4-40), čímž vznikne systém rovnic:

$$\sum_{i=1}^n \lambda_i \langle w_j, L\phi_i \rangle = \langle w_j, f \rangle, \quad j = 1, \dots, n, \quad (4-41)$$

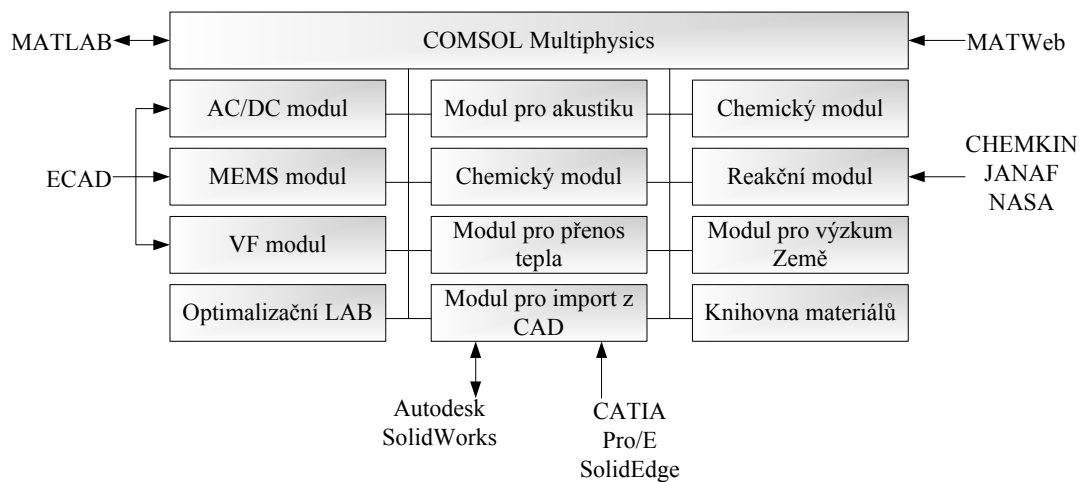
přičemž zmíněný skalární součin je zpravidla definován jako určitý integrál obou uvažovaných funkcí na oblasti úlohy. Tuto soustavu lze zapsat v maticovém tvaru:

$$\mathbf{S}\boldsymbol{\lambda} = \mathbf{r}, \quad (4-42)$$

kde  $S_{i,j} = \langle w_i, L\phi_j \rangle$  a  $r_i = \langle w_i, f \rangle$  a je možné spočítat součinitele  $\lambda_i$ . Výslednou funkci pak lze získat z (4-39). Podrobnější informace o momentové metodě jsou popsány v literatuře, např. v [12].

## 5. Cmsol Multiphysics

Pro řešení problematiky účinnosti stínění byl zvolen Cmsol Multiphysics, což je software pro řešení fyzikálních jevů, založený na řešení parciálních diferenciálních rovnic pomocí metody konečných prvků. Cmsol je modulární systém (Obr. 5.1) – sestává se z jádra Cmsol Multiphysics, které obsahuje rovnice pro řešení elementárních fyzikálních problémů a přípojných modulů, jež jsou navrženy pro rozšíření elementárních problémů [17].



Obr. 5.1: Systém Cmsol Multiphysics 3.4

Cmsol Multiphysics – jádro systému, zde se dají řešit základní fyzikální problémy v již vytvořených aplikačních módech z oblasti akustiky, přenosu tepla, elektromagnetismu, proudění kapalin, a dalších, nebo je možné zadání pomocí parciálních diferenciálních rovnic – například Laplaceovy či Poissonovy rovnice. Řešení je možné v 1D, 2D, 3D oblasti, geometrii modelu je možné vytvořit v grafickém rozhraní. Z tohoto jádra je možný import a export souborů do prostředí Matlab a Simulink pomocí skriptů, případně import souborů z prostředí MatWeb.

Jednotlivé moduly pracují s jádrem systému a mezi sebou, jsou zobrazeny na Obr. 5.1. Je vhodné zmínit se o možnosti importu struktury plošného spoje v otevřeném formátu ODB++ do AC/DC modulu, MEMS modulu a vf modulu. Velmi zajímavý je modul pro import CAD souborů, jenž importuje geometrii modelu z CAD systémů Inventor, SolidWorks, Katia, Pro/Engineer, SolidEde a dalších. Importování geometrie modelu je vhodná u složitých struktur, samozřejmostí je jejich případná úprava v GUI. V knihovně materiálů jsou uloženy základní typy používaných materiálů, včetně všech jejich známých fyzikálních konstant.

## 6. Vliv ventilačních otvorů na efektivitu stínění malých stínících skříní

### 6.1. Úvod

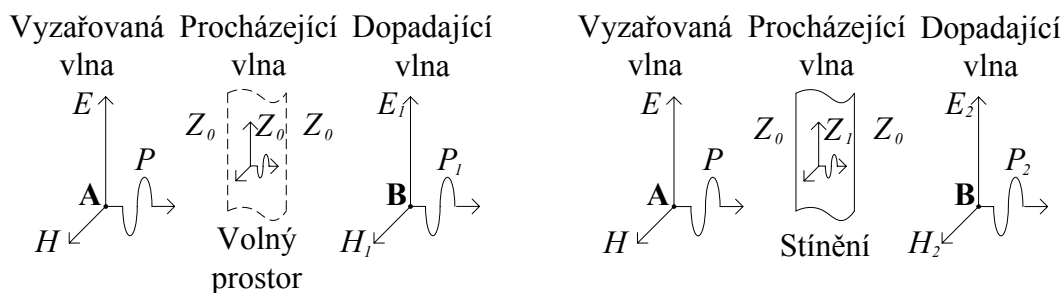
Stíněné prostory hrají důležitou roli při certifikaci elektrických a elektronických zařízení, která mají být uvedena na trh. Tato zařízení musejí z hlediska elektromagnetické kompatibility splňovat příslušné standardy, které je nutné ověřit v již zmíněných stíněných prostorech. Existuje řada typů komor, od nejmenších TEM-CELL až po rozměrné, částečně či plně bezdrazové komory – rozměrově halová měřicí pracoviště. Všechny tyto komory musejí splňovat řadu kritérií, jedním z nich a velmi důležitým parametrem je pak *účinnost stínění* komory. Tato veličina říká, jak je odstíněno měřicí pracoviště od okolního prostoru, které je více či méně rušeno okolními zdroji elektromagnetického rušení.

### 6.2. Účinnost stínění

Pro definici účinnosti stínění existuje řada metod k jejímu dosažení. Můžeme definovat *koeficient stínění* pro elektrické a magnetické pole (6-1), (6-2) v bodě **B**:

$$K_{SE} = \frac{E_1(\mathbf{B})}{E_2(\mathbf{B})} \quad [-], \quad K_{SH} = \frac{H_1(\mathbf{B})}{H_2(\mathbf{B})} \quad [-], \quad (6-1), (6-2)$$

kde  $E_1$  a  $H_1$  jsou intenzity elektrického a magnetického pole v daném místě bez stínění (Obr. 6.1),  $E_2$  a  $H_2$  jsou pak intenzity v tom samém místě se stíněním (podle Obr. 6.2 v bodě **B**).



Obr. 6.1: Průchod elektromagnetické vlny volným prostorem      Obr. 6.2: Průchod elektromagnetické vlny stínící přepážkou

Častěji se používá veličina *účinnost stínění SE* (z anglického Shielding Effectiveness), která je definována jako logaritmická absolutní hodnota koeficientu stínění [18]:

$$SE_E = 20 \cdot \log|K_{SE}| \quad [\text{dB}], \quad (6-3)$$

$$SE_H = 20 \cdot \log|K_{SH}| \quad [\text{dB}]. \quad (6-4)$$

Tyto vzorce jsou platné pro blízké pole. Dle doporučení IEEE [19] se měření provádí pro několik kmitočtových pásem, kterým odpovídají použité metody měření.

Celé kmitočtové spektrum je rozdělené na pásma:

- 9 kHz až 20 MHz (s možností měření od 50Hz), měření magnetického pole, tj. vztah (6-4),
- 20 MHz až 300 MHz, měření elektrického pole, vztah (6-3),
- 300 MHz až 18 GHz (s možností měření do 100 GHz), měření výkonu, (6-5).

Pro vzdálené pole, kde není možné oddělovat elektrickou a magnetickou složku pole platí vztah:

$$SE_p = 10 \cdot \log \frac{P_1(\mathbf{B})}{P_2(\mathbf{B})} \quad [\text{dB}], \quad (6-5)$$

kde  $P_1$  je naměřený výkon v daném místě bez stínění a  $P_2$  je naměřený výkon v tom samém místě se stíněním.

Vztahy (6-1), (6-2), (6-4) a (6-5) jsou jednou z možností, jak vyjádřit účinnost stínění SE, jsou však v odborné literatuře převažující. Druhou možností, zmiňovanou v [20] je vyjádření koeficientu stínění vztahem:

$$K_{SE} = \frac{E_B}{E_A} \quad [-] \quad (6-6)$$

$$K_{SH} = \frac{H_B}{H_A} \quad [-], \quad (6-7)$$

kde  $E_B$  a  $H_B$  jsou intenzity elektrického a magnetického pole v daném bodě za stínící přepážkou,  $E_A$  a  $H_A$  jsou intenzity pole v daném bodě před stínící přepážkou.

Výše uvedené definice účinnosti stínění popsané rovnicemi (6-1), (6-2) až (6-7) jsou použitelné pouze pro daný bod v prostoru (případně mezi dvěma body) a nerespektují účinky stínění v celém prostoru kolem uvažovaného stínícího prvku, proto se tyto nazývají lokální účinnost stínění.

Pokud je potřeba respektovat celkový prostor, tj. prostor mezi zdrojem rušení, stínícím krytem a okolním volným prostorem (případně jiným objektem) je vhodné použít *globální účinnost stínění GSE* (z anglického Global Shielding Effectiveness) [21]. Pro elektrickou složku globální účinnosti stínění pole platí:

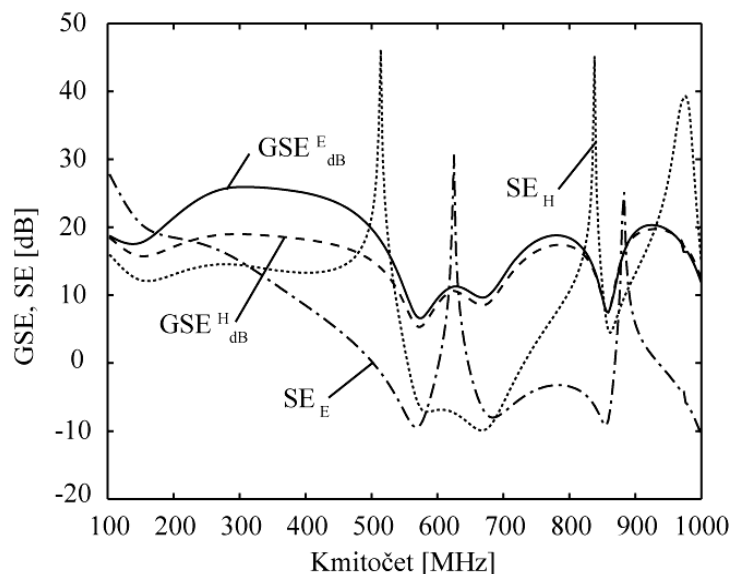
$$GSE_E = 20 \cdot \log \frac{\int_V |E_1| dV}{\int_V |E_2| dV} \quad [\text{dB}]. \quad (6-8)$$

Analogicky pro magnetickou složku účinnosti stínění:

$$GSE_H = 20 \cdot \log \frac{\int_V |H_1| dV}{\int_V |H_2| dV} \quad [\text{dB}]. \quad (6-9)$$

Globální účinnost stínění dle [22] představuje přesnější představu o účinnosti stínění, jelikož potlačuje vlivy vyskytující se u klasické SE, jako jsou místní rezonance apod.

Obr. 6.3 představuje ukázkou SE a GSE stínící krabice se šterbinou [23].



Obr. 6.3: Rozložení elektrického pole za stínící přepážkou

Další možnost pro vyjádření účinnosti stínění je veličina *nejednotné redukce účinnosti* DRE (z anglického Disuniformity Reduction Efficiency), která také respektuje prostorové varianty elektromagnetického pole [22]. DRE pro elektrické pole je definována jako:

$$DRE_E = 20 \cdot \log \frac{\int_V f_1 dV}{\int_V f_2 dV} \quad [\text{dB}], \quad (6-10)$$

kde

$$f_{1(2)} = \left| \frac{\partial E_{1(2)x}}{\partial y} \right| + \left| \frac{\partial E_{1(2)x}}{\partial z} \right| + \left| \frac{\partial E_{1(2)y}}{\partial x} \right| + \left| \frac{\partial E_{1(2)y}}{\partial z} \right| + \left| \frac{\partial E_{1(2)z}}{\partial x} \right| + \left| \frac{\partial E_{1(2)z}}{\partial y} \right|. \quad (6-11)$$

Stejným způsobem by se vyjádřil DRE pro magnetické pole, záměnou vektoru intenzity elektrického pole  $E$  za vektor intenzity magnetického pole  $H$ .

Z fyzikálního hlediska je účinnost stínění dána prostupem elektromagnetické vlny intenzity elektrického pole  $E$  a magnetického  $H$  stínící přepážkou o známých

parametrech (šířky  $t$ , permeability  $\mu$ , permitivity  $\varepsilon$  a konduktivitě  $\sigma$ ), ve volném prostředí se známými parametry ( $\varepsilon_0, \mu_0$ ), lze odvodit vztah pro SE [18]:

$$SE = 20 \cdot \log \left| \frac{(Z_0 + Z_1)^2}{4Z_0 Z_1} e^{\gamma} \cdot \left[ 1 - \left( \frac{Z_0 - Z_1}{Z_0 + Z_1} \right)^2 e^{-2\gamma} \right] \right| \quad [\text{dB}], \quad (6-12)$$

kde  $Z_0$  představuje impedanci volného prostoru a  $Z_1$  je vlastní impedance stínící přepážky:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = \sqrt{\frac{4\pi \cdot 10^{-7}}{8,854 \cdot 10^{-12}}} \approx 377 \, \Omega, \quad (6-13)$$

$$\underline{Z}_1 = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma + j\omega\varepsilon}}, \quad Z_1 = \sqrt{\text{Re}\{\underline{Z}_1^2\} + \text{Im}\{\underline{Z}_1^2\}}, \quad (6-14)$$

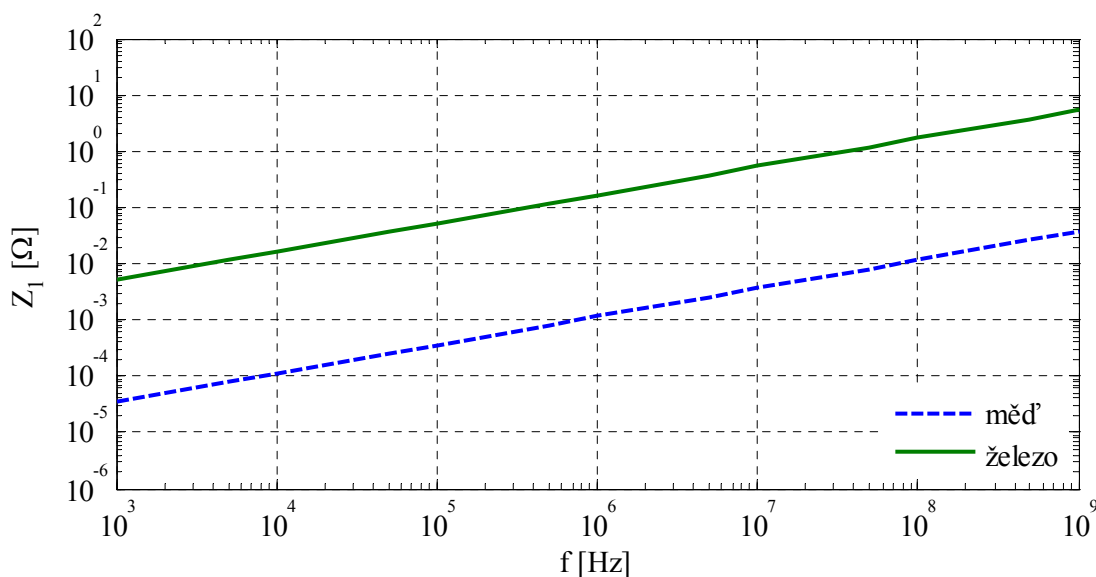
a  $\gamma$  je součinitel přenosu rovinné elektromagnetické vlny v prostředí stínící přepážky:

$$\gamma = \sqrt{j\omega\mu(\sigma + j\omega\varepsilon)} = \alpha + j\beta, \quad (6-15)$$

kde  $\alpha$  je měrný útlum (je převrácenou hodnotou hloubky vniku  $\delta$ ),  $\beta$  je fázová konstanta.

$$\alpha = \frac{1}{\delta} = \sqrt{\pi f \mu \sigma}. \quad (6-16)$$

Vlastní impedance stínící přepážky  $Z_1$  je dle vztahu (6-14) závislá na kmitočtu, vodivosti přepážky  $\sigma$  a její relativní permeabilitě  $\mu_r$ . Na Obr. 6.4 je znázorněn průběh vlastní impedance pro nejpoužívanější stínící materiály, měď a železo. Materiálové vlastnosti použité při výpočtu pro měď jsou  $\sigma_{cu} = 5,998 \cdot 10^7 \text{ S/m}$ ,  $\mu_{rcu} = 1$ , pro železo  $\sigma_{fe} = 1,12 \cdot 10^7 \text{ S/m}$ ,  $\mu_{rfe} = 4 \cdot 10^3$ .



Obr. 6.4: Vlastní impedance stínících materiálů

Z výsledných průběhů je zřejmé že vlastní impedance stínících materiálů je velmi nízká a oproti impedanci volného prostu téměř zanedbatelná ( $Z_0 \gg Z_l$ ).

Vztah (6-12) je možné rozložit na tři složky útlumu, ke kterým dochází:

$$SE = SE_A + SE_R + SE_M \quad [\text{dB}]. \quad (6-17)$$

kde  $SE_A$  představují absorpční útlum (ztráty vodivého stínění),  $SE_R$  jsou ztráty odrazem a  $SE_M$  jsou ztráty mnohonásobným odrazem.

**Absorpční útlum** je definován jako tepelné ztráty při průchodu elektromagnetické vlny stínící přepážkou. Z rovnice (6-12) je absorpční útlum roven:

$$SE_A = 20 \cdot \log |e^{-\gamma t}| = 20 \cdot \log e^{-\frac{t}{\delta}} \quad [\text{dB}], \quad (6-18)$$

kde  $\delta$  je hloubka vniku:

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\pi f \mu \sigma}} \quad [\text{m}]. \quad (6-19)$$

**Ztráty odrazem** vznikají na nepřizpůsobeném rozhraní volný prostor – stínící přepážka, případně překážka – volný prostor. Z rovnice (6-12) jsou ztráty odrazem:

$$SE_R = 20 \cdot \log \left| \frac{(Z_0 + Z_1)^2}{4Z_0 Z_1} \right| \quad [\text{dB}], \quad (6-20)$$

a tato rovnice obsahuje oba výše uvedené přechody. Pro jednotlivé přechody platí:

$$SE_R = 20 \cdot \log \left| \frac{Z_0 + Z_1}{2Z_1} \right| + 20 \cdot \log \left| \frac{Z_0 + Z_1}{2Z_0} \right| \quad [\text{dB}]. \quad (6-21)$$

Pro stínící přepážku s vysokou vodivostí ( $Z_0 \gg Z_l$ ) je útlum přibližně roven:

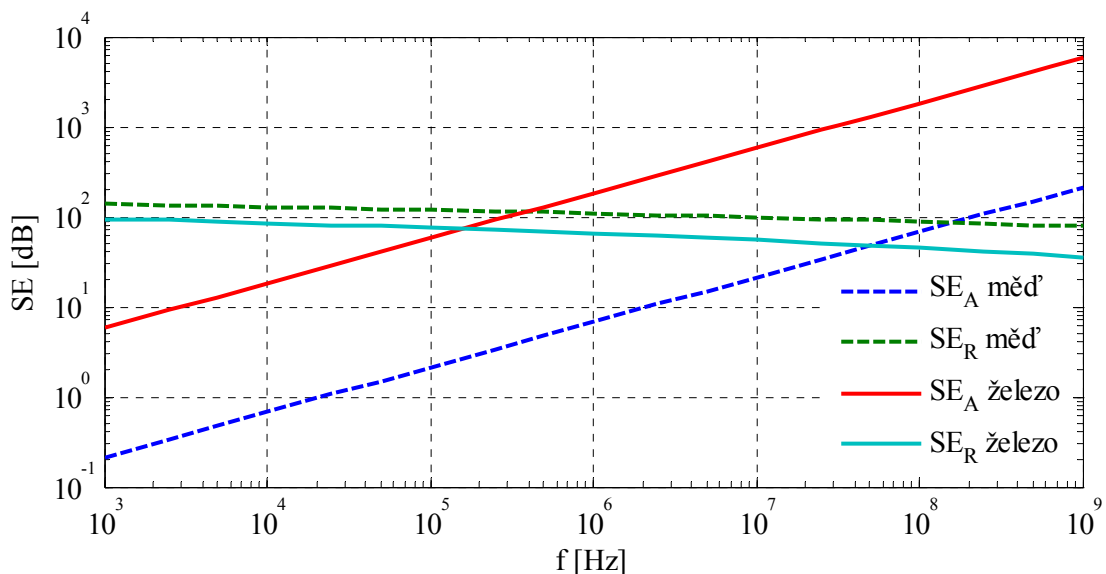
$$SE_R \approx 20 \cdot \log \left| \frac{Z_0}{4Z_1} \right| \approx 20 \cdot \log \left| \frac{Z_0}{2Z_1} \right| + 20 \cdot \log \frac{1}{2} \quad [\text{dB}]. \quad (6-22)$$

**Ztráty mnohonásobným odrazem** mohou být z hlediska celkové účinnosti stínění záporné, tudíž zhoršují účinnost. K tomu může dojít, když poměr tloušťky  $t$  přepážky a hloubky vniku  $\delta$  je menší než 1. Pokud je tento poměr mnohonásobně vyšší než 1, tj.  $t \gg \delta$ , poté budou ztráty mnohonásobným odrazem rovny nule (viz Obr. 6.8 a Obr. 6.9).

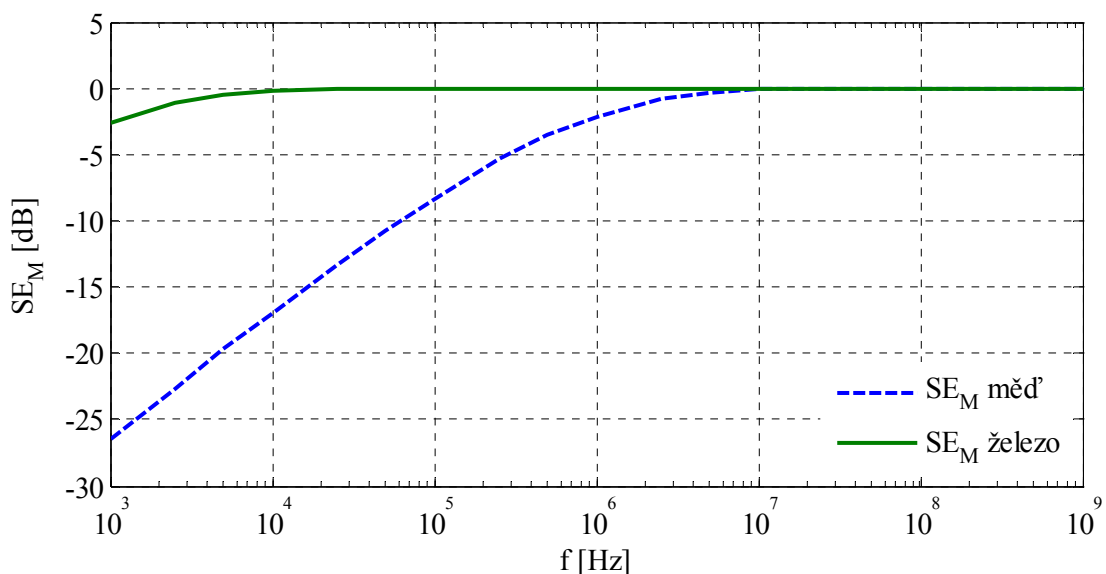
Z rovnice (6-12) je útlum mnohonásobným odrazem vyjádřen:

$$SE_M = 20 \cdot \log \left| 1 - \left( \frac{Z_0 - Z_1}{Z_0 + Z_1} \right)^2 e^{-2\gamma t} \right| \quad [\text{dB}], \quad (6-23)$$

Obr. 6.5 a Obr. 6.6 představují ukázky účinnosti stínění pro tenké přepážky o tloušťce  $t = 50 \mu\text{m}$ , které jsou zhotoveny z mědi a železa, stejných materiálových parametrů, jako výše uvedené.



Obr. 6.5: Absorpční útlum a ztráty odrazem tenkých stínících přepážek



Obr. 6.6: Ztráty mnohonásobným odrazem tenkých stínících přepážek

Dnes je nejčastěji využíván klasický přístup k účinnosti stínění SE, tedy dle vzorců (6-4) a (6-5). Např. u stíněných měřicích komor bývá efektivita stínění vysoká, pohybuje se v rozmezí 100 až 130 dB v kmitočtovém pásmu od 9 kHz až do jednotek až desítek GHz (v závislosti na velikosti komory). Tato vysoká čísla mohou být ohrožena použitím nesprávných ventilačních otvorů, které jsou nutné (z pravidla u velkých komor) pro dostatečný přísun vzduchu, jenž je zapotřebí pro klimatizaci a ventilaci komory.



### 6.3. Ventilační otvory

Ventilační otvory narušují celistvost stínící přepážky, tudíž snižují efektivitu stínění této přepážky. Dle fyzického uspořádání otvorů můžeme říci, na jakých kmitočtech se efektivita stínění sníží. Nejjednodušší ventilační otvory jsou tvořeny štěrbinami ve stínícím krytu, který bývá z pravidla tenký (ve většině případů se jedná o tloušťku kolem 1mm) a tudíž je tento rozměr vzhledem k vlnové délce zanedbatelný. Účinnost stínění je popsána vzorci (6-4) až (6-5). Štěrbina o ploše  $A$  se ve své podstatě chová jako anténa, jejíž zisk  $g$  je dán rovnicí [18]:

$$g = \frac{4\pi \cdot A}{\lambda^2} \quad [\text{dB}]. \quad (6-24)$$

Pro kruhovou štěrbinu o poloměru  $r$  platí:

$$g = \frac{4\pi^2 \cdot r^2}{\lambda^2} = \left( \frac{2\pi \cdot r}{\lambda} \right)^2 \quad [\text{dB}], \quad (6-25)$$

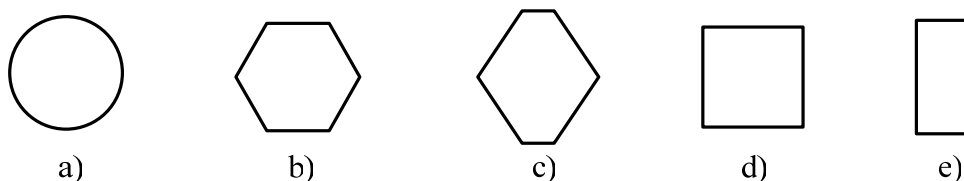
a příspěvek této štěrbinu k účinnosti stínění je:

$$SE_p = 10 \cdot \log \frac{1}{g} = 20 \cdot \log \frac{\lambda}{2\pi \cdot r} \quad [\text{dB}]. \quad (6-26)$$

Pokud stínící přepážka sestává z  $n$  otvorů, celkový zisk bude součinem zisku  $g$  a počtu  $n$ . Příspěvek k účinnosti stínění přepážky s  $n$  kruhovými štěrbinami je:

$$SE_p = 20 \cdot \log \frac{\lambda}{2\pi \cdot r \cdot \sqrt{n}} \quad [\text{dB}]. \quad (6-27)$$

Z hlediska nízké účinnosti stínění tenkých struktur je vhodné použít přepážku o tloušťce srovnatelnou či větší než je nejdelší strana štěrbinu, v případě kruhové štěrbinu se jedná o její průměr. Tímto vznikne vlnovod, který – pokud má sloužit jako efektivní stínění – musí pracovat na nižších kmitočtech, než je jeho kmitočet kritický. Zde se velmi často používají jiné než kruhové vlnovody (Obr. 6.7a.), nejčastěji šestiboké (pravidelné (Obr. 6.7b)) či nepravidelné (Obr. 6.7c)), čtvercové (Obr. 6.7d)) a obdélníkové (Obr. 6.7e)), a to z hlediska jednoduché konstrukce ventilačních struktur.



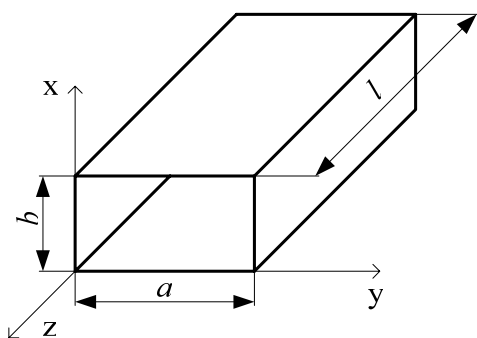
Obr. 6.7: Typy průřezů vlnovodů používaných pro ventilační otvory

## 6.4. Vlnovody

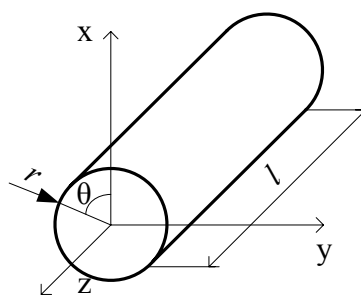
Vlnovody jsou dielektrická tělesa, která mají plášť z dobře vodivého materiálu. Teorie vlnovodů je velmi dobře popsána v [24] [25], zde bude omezena pouze na poznatky použitelné pro řešení problémů ventilačních otvorů. Ideální vlnovod je dokonale vodivý, s vnitřním vakuem. To zabezpečuje nulové tepelné ztráty a útlum  $\alpha = 0$ , dosažením do rovnice (6-15) vyjde  $\gamma = j\beta$ . Vlna ve vlnovodu má na rozdíl od vlny šířící se ve volném prostoru také podélnou složku elektrického nebo magnetického pole, z tohoto důvodu je zavedeno značení vln:

- TEM – transverzálně elektromagnetické vlny, mají pouze příčné složky polí (tj. složky kolmé na směr šíření)
- TE – transverzálně elektrické vlny, mají podélnou magnetickou složku pole,
- TM – transverzálně magnetické vlny, mají podélnou elektrickou složku pole.

Tato označení se dále doplňují indexem, který definuje vid přenášené vlny. Tento pak úzce souvisí s vlnovou délkou přenášené vlny a říká nám, že nejnižším dominantním videm se přenáší nejdelší možná vlnová délka, tj. kritická vlnová délka vlnovodu. Toho se využívá při řešení ventilačních struktur, kdy je nutné přizpůsobit rozměry vlnovodu do podkritických hodnot v rámci kmitočtových parametrů měřicí komory.



Obr. 6.8: Obdélníkový vlnovod



Obr. 6.9: Kruhový vlnovod

Hlavní roli pro šíření vlny ve vlnovodu je směr v podélné ose (v ose  $z$ , viz Obr. 6.8, Obr. 6.9), jenž představuje podélnou složku pole a příčné složky pole (v osách  $x$  a  $y$ ).

Pro tyto platí:

$$\underline{\mathbf{E}}(x, y, z) = [\underline{E}_x(x, y) \mathbf{i} + \underline{E}_y(x, y) \mathbf{j} + \underline{E}_z(x, y) \mathbf{k}] e^{-\gamma z}, \quad (6-28)$$

$$\underline{\mathbf{H}}(x, y, z) = [\underline{H}_x(x, y) \mathbf{i} + \underline{H}_y(x, y) \mathbf{j} + \underline{H}_z(x, y) \mathbf{k}] e^{-\gamma z}, \quad (6-29)$$

kde  $\underline{E}_x(x, y) + \underline{E}_y(x, y)$  a  $\underline{H}_x(x, y) + \underline{H}_y(x, y)$  představují příčné složky,  $\underline{E}_z(x, y)$  a  $\underline{H}_z(x, y)$  jsou podélné složky pole.

Pro časově harmonické pole je možné zapsat Maxwellovy rovnice pro oblasti vlnovodu vyplněného vzduchem ve tvaru:

$$\nabla \times \underline{\mathbf{E}} = -j\omega\mu\underline{\mathbf{H}}, \quad (6-30)$$

$$\nabla \times \underline{\mathbf{H}} = j\omega\varepsilon\underline{\mathbf{E}}. \quad (6-31)$$

S ohledem na závislost  $e^{-\gamma z}$  se redukuje tyto rovnice na šest složek:

$$\frac{\partial \underline{E}_z}{\partial y} + j\beta \underline{E}_y = -j\omega\mu \underline{H}_x, \quad (6-32)$$

$$-j\beta \underline{E}_x - \frac{\partial \underline{E}_z}{\partial x} = -j\omega\mu \underline{H}_y, \quad (6-33)$$

$$\frac{\partial \underline{E}_y}{\partial x} - \frac{\partial \underline{E}_x}{\partial y} = -j\omega\mu \underline{H}_z, \quad (6-34)$$

$$\frac{\partial \underline{H}_z}{\partial y} + j\beta \underline{H}_y = j\omega\varepsilon \underline{E}_x, \quad (6-35)$$

$$-j\beta \underline{H}_x - \frac{\partial \underline{H}_z}{\partial x} = j\omega\varepsilon \underline{E}_y, \quad (6-36)$$

$$\frac{\partial \underline{H}_y}{\partial x} - \frac{\partial \underline{H}_x}{\partial y} = j\omega\varepsilon \underline{E}_z. \quad (6-37)$$

Tyto rovnice mohou být řešeny čtyřmi rovnicemi pro příčné složky pole ve smyslu  $\underline{E}_z$  a  $\underline{H}_z$ :

$$\underline{H}_x = \frac{j}{k_c^2} \left( \omega\varepsilon \frac{\partial \underline{E}_z}{\partial y} - \beta \frac{\partial \underline{H}_z}{\partial x} \right), \quad (6-38)$$

$$\underline{H}_y = \frac{-j}{k_c^2} \left( \omega\varepsilon \frac{\partial \underline{E}_z}{\partial x} + \beta \frac{\partial \underline{H}_z}{\partial y} \right), \quad (6-39)$$

$$\underline{E}_x = \frac{-j}{k_c^2} \left( \beta \frac{\partial \underline{E}_z}{\partial x} + \omega\mu \frac{\partial \underline{H}_z}{\partial y} \right), \quad (6-40)$$

$$\underline{E}_y = \frac{j}{k_c^2} \left( -\beta \frac{\partial \underline{E}_z}{\partial y} + \omega\mu \frac{\partial \underline{H}_z}{\partial x} \right). \quad (6-41)$$

přičemž  $k_c$  je vlnové číslo definované:

$$k_c^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \gamma^2 = k^2 - \gamma^2, \quad (6-42)$$

kde  $k$  je vlnové číslo rovinné vlny v prostředí s parametry  $\varepsilon, \mu$ :

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0} = \frac{\omega}{c}. \quad (6-43)$$

### 6.4.1. Transverzálně elektromagnetické vlny TEM

Jelikož TEM vlny mají pouze příčné složky pole, platí že  $\underline{E}_z = 0$  a  $\underline{H}_z = 0$ . V tomto případě budou všechny příčné složky v rovnicích (6-38) až (6-41) také nulové a  $k_c = 0$ . Helmholtzova rovnice pro složku  $\underline{E}_x$  má obecně tvar:

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) \underline{E}_x = 0, \quad (6-44)$$

ale s ohledem na závislost  $e^{-\gamma z}$ , kdy  $\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \underline{E}_x = -\beta^2 \underline{E}_x = -k^2 \underline{E}_x$  se tato rovnice

redukuje:

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \underline{E}_x = 0. \quad (6-45)$$

Stejným postupem lze odvodit vlnovou rovnici pro složku  $\underline{E}_y$  a pro složky magnetického pole, příčná složky polí pak jsou:

$$\nabla_t^2 (\underline{E}_x(x, y) \mathbf{i} + \underline{E}_y(x, y) \mathbf{j}) = 0. \quad (6-46)$$

$$\nabla_t^2 (\underline{H}_x(x, y) \mathbf{i} + \underline{H}_y(x, y) \mathbf{j}) = 0. \quad (6-47)$$

Vlnová impedance je dána poměrem složek elektrického a magnetického pole:

$$Z_{TEM} = \frac{E_x}{H_y} = \frac{\omega \mu}{\beta} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}, \quad (6-48)$$

$$Z_{TEM} = \frac{-E_y}{H_x} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}. \quad (6-49)$$

Obecně lze popsat příčné pole vztahem:

$$\underline{H}_x(x, y) \mathbf{i} + \underline{H}_y(x, y) \mathbf{j} = \frac{1}{Z_{TEM}} \mathbf{k} \times [\underline{E}_x(x, y) \mathbf{i} + \underline{E}_y(x, y) \mathbf{j}]. \quad (6-50)$$

### 6.4.2. Transverzálně elektrické vlny TE

U TE vln jsou zastoupeny příčné složky pole a podélná složka magnetického pole, platí tedy že  $\underline{E}_z = 0$  a  $\underline{H}_z \neq 0$ . Rovnice (6-38) až (6-41) se redukují na tvary:

$$\underline{H}_x = \frac{-j\beta}{k_c^2} \frac{\partial \underline{H}_z}{\partial x}, \quad (6-51)$$

$$\underline{H}_y = \frac{-j\beta}{k_c^2} \frac{\partial \underline{H}_z}{\partial y}, \quad (6-52)$$

$$\underline{E}_x = \frac{-j\omega\mu}{k_c^2} \frac{\partial \underline{H}_z}{\partial y}, \quad (6-53)$$

$$\underline{E}_y = \frac{j\omega\mu}{k_c^2} \frac{\partial \underline{H}_z}{\partial x}. \quad (6-54)$$

Zde je  $k_c$  nenulové, fázová konstanta  $\beta$  je funkcí frekvence a je závislá na rozměrech vlnovodu. Složku  $\underline{H}_z$  určíme z Helmholtzovy rovnice:

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) \underline{H}_z = 0, \quad (6-55)$$

ale s ohledem na  $\underline{H}_z(x, y, z) = \underline{H}_z(x, y)e^{-\gamma z}$  získáme dvourozměrnou Helmholtzovu rovnici pro  $\underline{h}_z$ :

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_c^2 \right) \underline{H}_z = 0, \quad (6-56)$$

Vlnová impedance je dána poměrem složek elektrického a magnetického pole a v tomto případě je závislá na kmitočtu:

$$Z_{TE} = \frac{E_x}{H_y} = \frac{-E_y}{H_x} = \frac{\omega\mu}{\beta} = \frac{kZ_{TEM}}{\beta}. \quad (6-57)$$

### 6.4.3. Transverzálně magnetické vlny TM

U TM vln jsou zastoupeny příčné složky pole a podélná složka elektrického pole, platí tedy že  $\underline{E}_z \neq 0$  a  $\underline{H}_z = 0$ . Rovnice (6-38) až (6-41) se redukuje na tvary:

$$\underline{H}_x = \frac{j\omega\varepsilon}{k_c^2} \frac{\partial \underline{E}_z}{\partial y}, \quad (6-58)$$

$$\underline{H}_y = \frac{-j\omega\varepsilon}{k_c^2} \frac{\partial \underline{E}_z}{\partial x}, \quad (6-59)$$

$$\underline{E}_x = \frac{-j\beta}{k_c^2} \frac{\partial \underline{E}_z}{\partial x}, \quad (6-60)$$

$$\underline{E}_y = \frac{-j\beta}{k_c^2} \frac{\partial \underline{E}_z}{\partial y}. \quad (6-61)$$

Zde je  $k_c$  nenulové, fázová konstanta  $\beta$  je funkcí frekvence a je závislá na rozměrech vlnovodu. Složku  $\underline{E}_z$  určíme z Helmholtzovy rovnice:

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) \underline{E}_z = 0, \quad (6-62)$$

ale s ohledem na  $\underline{E}_z(x, y, z) = \underline{E}_z(x, y)e^{-\gamma z}$  získáme dvourozměrnou Helmholtzovu rovnici pro  $\underline{e}_z$ :

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_c^2 \right) \underline{E}_z = 0. \quad (6-63)$$

Vlnová impedance je dána poměrem složek elektrického a magnetického pole a v tomto případě je závislá na kmitočtu:

$$Z_{TE} = \frac{E_x}{H_y} = \frac{-E_y}{H_x} = \frac{\beta}{\omega \varepsilon} = \frac{\beta}{k Z_{TEM}}. \quad (6-64)$$

#### 6.4.4. Obdélníkový vlnovod

Pro obdélníkový vlnovod s ideálními parametry, pro jehož rozměry platí:  $a \geq b$  (viz Obr. 6.8), je možno díky nezávislosti rovnic (6-56) a (6-63) rozdělit vlny ve vlnovodu na transverzálně elektrické a transverzálně magnetické.

Řešením Helmholtzovy rovnice (6-56) je nalezena skalární funkce  $\psi_{TE}$  [29]:

$$\psi_{TE(n,m)} = \cos \frac{n\pi x}{a} \cos \frac{m\pi y}{b}, \quad (6-65)$$

kde  $n, m$  jsou celá čísla, která označují vid příslušné vlny a platí  $m \neq n = 0$ , a po zavedení podmínek pro ideální vlnovod, tj.  $\frac{\partial \psi_{TE}}{\partial \vec{n}} = 0$ .

Vlnové číslo  $k_c$  je definováno:

$$k_c^2 = \left( \frac{n\pi}{a} \right)^2 + \left( \frac{m\pi}{b} \right)^2 = k_1^2 + k_2^2 = k^2 - \beta^2, \quad (6-66)$$

Po dosazení rovnice (6-43) a za předpokladu kladných vlnových délek je určena kritická vlnová délka vlnovodu:

$$\lambda_c = \frac{2}{\sqrt{\left( \frac{n}{a} \right)^2 + \left( \frac{m}{b} \right)^2}} \text{ [m]}, \quad (6-67)$$

které odpovídá kritická frekvence:

$$f_c = \frac{c}{\lambda_c} \text{ [Hz]}. \quad (6-68)$$

Řešení rovnice (6-63) náleží TM vlně:

$$\psi_{TM(n,m)} = \sin \frac{n\pi x}{a} \sin \frac{m\pi y}{b}, \quad (6-69)$$

kde  $n, m$  jsou celá čísla, která označují vid příslušné vlny a platí  $m \neq n = 0$  a po zavedení podmínek pro ideální vlnovod, tj.  $\psi_{TM} = 0$  na stěnách vlnovodu. Pro kritickou vlnovou délku platí opět vztah (6-67).

Nejnižší vid je pro transverzální elektrickou vlnu  $TE_{01}$ , pro transverzální magnetickou vlnu pak  $TM_{11}$  – zde nemůže být jeden z indexů nulový.

Nejnižší kritický kmitočet obdélníkového vlnovodu tedy odpovídá vidu  $TE_{10}$ , pro který platí:

$$f_c = \frac{c}{2a} \quad [\text{Hz}], \quad (6-70)$$

za předpokladu, že velikost stran je  $b \leq a$ .

#### 6.4.5. Kruhový vlnovod

Pro kruhový vlnovod o poloměru  $r$  s ideálními parametry (viz Obr. 6.9), je možno díky nezávislosti rovnic (6-38) až (6-41) opět rozdělit vlny ve vlnovodu na transverzálně elektrické a transverzálně magnetické. Pro řešení je vhodné zavést válcové souřadnice, pro které platí  $x = r \cdot \cos \theta$  a  $y = r \cdot \sin \theta$ . Laplaceův operátor ve válcovém souřadnicovém systému je:

$$\Delta_T = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}. \quad (6-71)$$

Helmholtzovy rovnice jsou poté (za předpokladu že  $\underline{H}_z(r, \theta, z) = \underline{h}_z(r, \theta)e^{-\gamma z}$  a  $\underline{E}_z(r, \theta, z) = \underline{e}_z(r, \theta)e^{-\gamma z}$ ) [28]:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \underline{e}_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \underline{e}_z}{\partial \theta^2} + k_c^2 \underline{e}_z = 0, \quad (6-72)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \underline{h}_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \underline{h}_z}{\partial \theta^2} + k_c^2 \underline{h}_z = 0. \quad (6-73)$$

Transverzální vektory pro cylindrické souřadnice jsou určeny rozkladem  $\mathbf{E}_T = \mathbf{r}_0 \underline{E}_r + \mathbf{\theta}_0 \underline{E}_\theta$ :

$$\underline{E}_r = \frac{-j}{k_c^2} \left( \beta \frac{\partial \underline{E}_z}{\partial r} + \frac{\omega \mu}{r} \frac{\partial \underline{H}_z}{\partial \theta} \right), \quad (6-74)$$

$$\underline{E}_\theta = \frac{-j}{k_c^2} \left( \beta \frac{\partial \underline{E}_z}{\partial \theta} - \omega \mu \frac{\partial \underline{H}_z}{\partial r} \right), \quad (6-75)$$

$$\underline{H}_r = \frac{j}{k_c^2} \left( \frac{\omega \varepsilon}{r} \frac{\partial \underline{E}_z}{\partial \theta} - \beta \frac{\partial \underline{H}_z}{\partial r} \right), \quad (6-76)$$

$$\underline{H}_\theta = \frac{-j}{k_c^2} \left( \omega \varepsilon \frac{\partial \underline{E}_z}{\partial r} + \frac{\beta}{r} \frac{\partial \underline{H}_z}{\partial \theta} \right). \quad (6-77)$$

Dosazení hraničních podmínek pro ideální vlnovod do rovnic (6-72) a (6-73), tj.  $\underline{E}_z = 0|_{r=a}$  platící pro TM vlny, případně  $\frac{\partial \underline{E}_z}{\partial r} = 0|_{r=a}$  pro TE vlny, lze nalézt řešení ve tvaru [29]:

$$\underline{E}_z, \underline{H}_z = \underline{J}_n(k_c r) \begin{cases} \sin n\theta, \\ \cos n\theta, \end{cases} \quad (6-78)$$

kde  $n = 0, 1, 2, \dots$  a  $\underline{J}_n$  jsou Besselovy funkce.

Pro TE vlny v kruhovém vlnovodu platí podmínka:

$$\frac{d\underline{J}_n(k_c r)}{dr} = 0|_{r=a}, \quad (6-79)$$

kteřá určuje nekonečný počet kořenů  $k_c a$ , které jsou prezentovány koeficienty  $p'_{nm}$ . Popis vidu vlny zůstává obdobný jako u obdélníkového vlnovodu, v tomto případě  $TE_{nm}$ . První index  $n$  koresponduje s počtem opakujících se variací s úhlem  $\theta$ . Druhý index  $m$  odpovídá  $m$ -tému kořenu Besselovy funkce  $\underline{J}_n(k_c r)$ . Vyčíslení několika prvních koeficientů  $p'_{nm}$  je uvedeno v Tabulce 6.1.

Pro TM vlny v kruhovém vlnovodu platí podmínka:

$$\underline{J}_n(k_c r) = 0. \quad (6-80)$$

V tomto případě se postupuje obdobným způsobem jako pro TE vlnu, tj. popis ve tvaru  $TM_{nm}$ , koeficienty  $p_{nm}$  (viz. Tabulka 6.1).

Tabulka 6.1: Velikosti koeficientů  $p'_{n1}$  a  $p_{n1}$

$n$	$p'_{n1}$	$p'_{n2}$	$p'_{n3}$	$p'_{n4}$	$n$	$p_{n1}$	$p_{n2}$	$p_{n3}$	$p_{n4}$
0	3,832	7,016	10,147	13,324	0	2,405	5,52	8,654	11,792
1	1,841	5,331	8,536	11,706	1	3,832	7,016	10,174	13,324
2	3,054	6,706	9,97	13,17	2	5,135	8,417	11,62	17,796



Vyjádření kořenů  $\underline{J}_n(k_c r)$  jsou dány vztahem:

$$\frac{1}{k_c} \frac{d}{dr} \underline{J}_n(k_c r) = \frac{-n}{k_c r} \underline{J}_n(k_c r) + \underline{J}_{n-1}(k_c r) = \frac{n}{k_c r} \underline{J}_n(k_c r) + \underline{J}_{n+1}(k_c r). \quad (6-81)$$

Vyjádření integrálu pro dvě Besselovy funkce stejného řádu  $n$ , ale jiného argumentu je dáno rovnicí:

$$\begin{aligned} \int_0^a \underline{J}_n(k_1 r) \underline{J}_n(k_2 r) r \, dr &= \\ &= \frac{a}{k_1^2 - k_2^2} \cdot [k_2 \underline{J}_n(k_1 a) \underline{J}_{n-1}(k_2 a) - k_1 \underline{J}_{n-1}(k_1 a) \underline{J}_n(k_2 a)] \end{aligned} \quad (6-82)$$

Vlnové číslo  $k_c$  je nyní nutné vyjádřit pro TE a TM vlny zvlášť:

$$k_{cTE} = \frac{p'}{a}, \quad k_{cTM} = \frac{p}{a}. \quad (6-83), (6-84)$$

Kritickou vlnovou délkou kruhového vlnovodu vyjadřují vztahy:

$$\lambda_c = \frac{2\pi \cdot r}{p'_{nm}} \text{ [Hz]}, \quad \lambda_c = \frac{2\pi \cdot r}{p_{nm}} \text{ [Hz]}. \quad (6-85), (6-86)$$

Dominantním videm pro kruhový vlnovod je TE<sub>11</sub>, pro který je kritický kmitočet:

$$f_c = \frac{1,841 \cdot c}{2\pi \cdot r} \text{ [Hz]}. \quad (6-87)$$

#### 6.4.6. Šestiboký vlnovod

Ke zjištění kritického kmitočtu u šestibokých vlnovodů (pravidelných či nepravidelných) se zpravidla používá aproximace, při které se přepočítává průřez šestibokého vlnovodu na vlnovod kruhový s ekvivalentním průřezem.

### 6.5. Simulace kritických kmitočtů vlnovodů

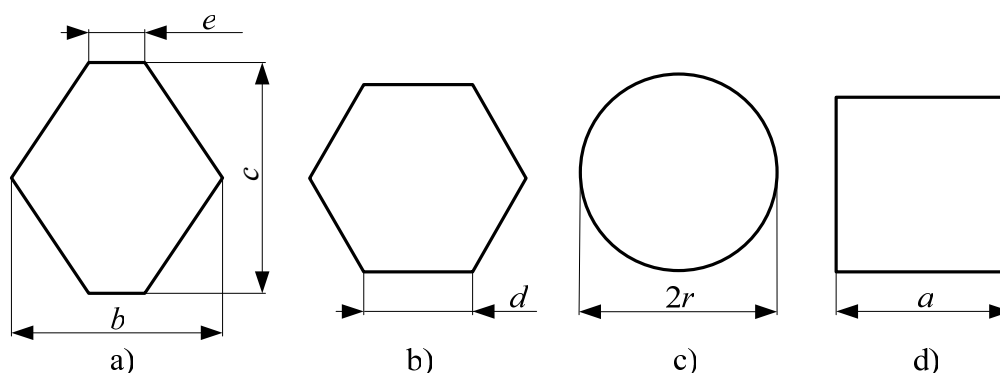
Kritický kmitočet vlnovodu hraje důležitou roli pro správné navržení ventilačních otvorů stíněných měřicích komor. Pokud chceme dosáhnout vysoké účinnosti stínění komory, musí ventilační otvory, které vlastně představují jednotlivé vlnovody, pracovat v podkritickém režimu, tj. na kmitočtech nižších než je kmitočet kritický  $f_c$ .

K ověření teoretických předpokladů byly provedeny simulace pro základní tvary vlnovodů, navíc byl simulován nepravidelný šestiboký vlnovod (Obr. 6.10a), který je použit u ventilačních otvorů stíněné komory vyrobené firmou Siemens na Katedře elektroenergetiky a ekologie ZČU v Plzni. Rozměry tohoto vlnovodu jsou uvedeny

v tabulce 6.2, délka je 120 mm. Tento byl použit jako vlnovod se základním průřezem o ploše  $S_0$ , který byl dále využit pro výpočet kritického kmitočtu pravidelného šestibokého (Obr. 6.10b)), kruhového (Obr. 6.10c)), čtvercového (Obr. 6.10d)) a obdélníkového vlnovodu (kde delší strana  $e$  má dvojnásobnou délku než kratší strana) ekvivalentního průřezu. Velikost průřezu vlnovodu  $S_0$  je:

$$S_0 = e \cdot c + 4 \cdot \frac{c \cdot (b - e)}{2} = 8 \cdot 35 + 4 \cdot \frac{17,5 \cdot 12}{2} = 700 \text{ mm}^2. \quad (6-88)$$

Další simulace byly provedeny pro násobky průřezu, a to od 0,1 do 1,5 násobku  $S_0$ , viz Tabulka 6.2 a Příloha A.



Obr. 6.10: Typy průřezů vlnovodů používaných pro ventilační otvory

Tabulka 6.2: Rozměry vlnovodů

$S/S_0$	$e$ [mm]	$b$ [mm]	$c$ [mm]	$d$ [mm]	$r$ [mm]	$a$ [mm]	$S_0$ [mm <sup>2</sup> ]
0,1	0,8	3,2	3,5	1,64	1,49	2,65	7
0,2	1,6	6,4	7	3,28	2,99	5,29	28
0,3	2,4	9,6	10,5	4,92	4,48	7,94	63
0,4	3,2	12,8	14	6,57	5,97	10,58	112
0,5	4	16	17,5	8,21	7,46	13,23	175
0,6	4,8	19,2	21	9,85	8,96	15,87	252
0,7	5,6	22,4	24,5	11,49	10,45	18,52	343
0,8	6,4	25,6	28	13,13	11,94	21,17	448
0,9	7,2	28,8	31,5	14,77	13,43	23,81	567
1	8	32	35	16,41	14,93	26,46	700
1,1	8,8	35,2	38,5	18,06	16,42	29,10	847
1,2	9,6	38,4	42	19,70	17,91	31,75	1008
1,3	10,4	41,6	45,5	21,34	19,41	34,39	1183
1,4	11,2	44,8	49	22,98	20,90	37,04	1372
1,5	12	48	52,5	24,62	22,39	39,69	1575

Pro simulace kritických kmitočtů vlnodů byl zvolen program Comsol Multiphysics, který je založen na řešení parciálních diferenciálních rovnic metodou konečných prvků. Simulace byly provedeny jako třírozměrné.

První částí simulace bylo zjištění efektivního vidu vlnovodu pro transverzální elektrickou vlnu, tj. nalezení reálného kořene (případně kořenů) rovnice:

$$\nabla \times \left( \frac{1}{n^2} \nabla \times \mathbf{H} \right) + \left( \frac{\beta^2}{n^2} - k_0^2 \right) \mathbf{H} = 0. \quad (6-89)$$

kde  $n$  je index lomu ( $n = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}} = \sqrt{\varepsilon_r}$ ),  $\beta$  je fázová konstanta a  $k_0$  je vlnové číslo ve

volném prostoru ( $k_0 = \frac{\omega}{c_0}$ ) a  $\mathbf{H} = [0, 0, H_z]$ . Pokud existuje pouze jeden reálný kořen

této rovnice, je jisté, že se jedná o nejnižší vid šíření vlny vlnodem – TE<sub>01</sub> nebo TE<sub>10</sub>. Pokud existuje více reálných kořenů, jedná se o vyšší vidy. O který vid se jedná, je pak nutné zjistit dle rozložení tečné složky elektrického pole na příslušné stěně vlnovodu.

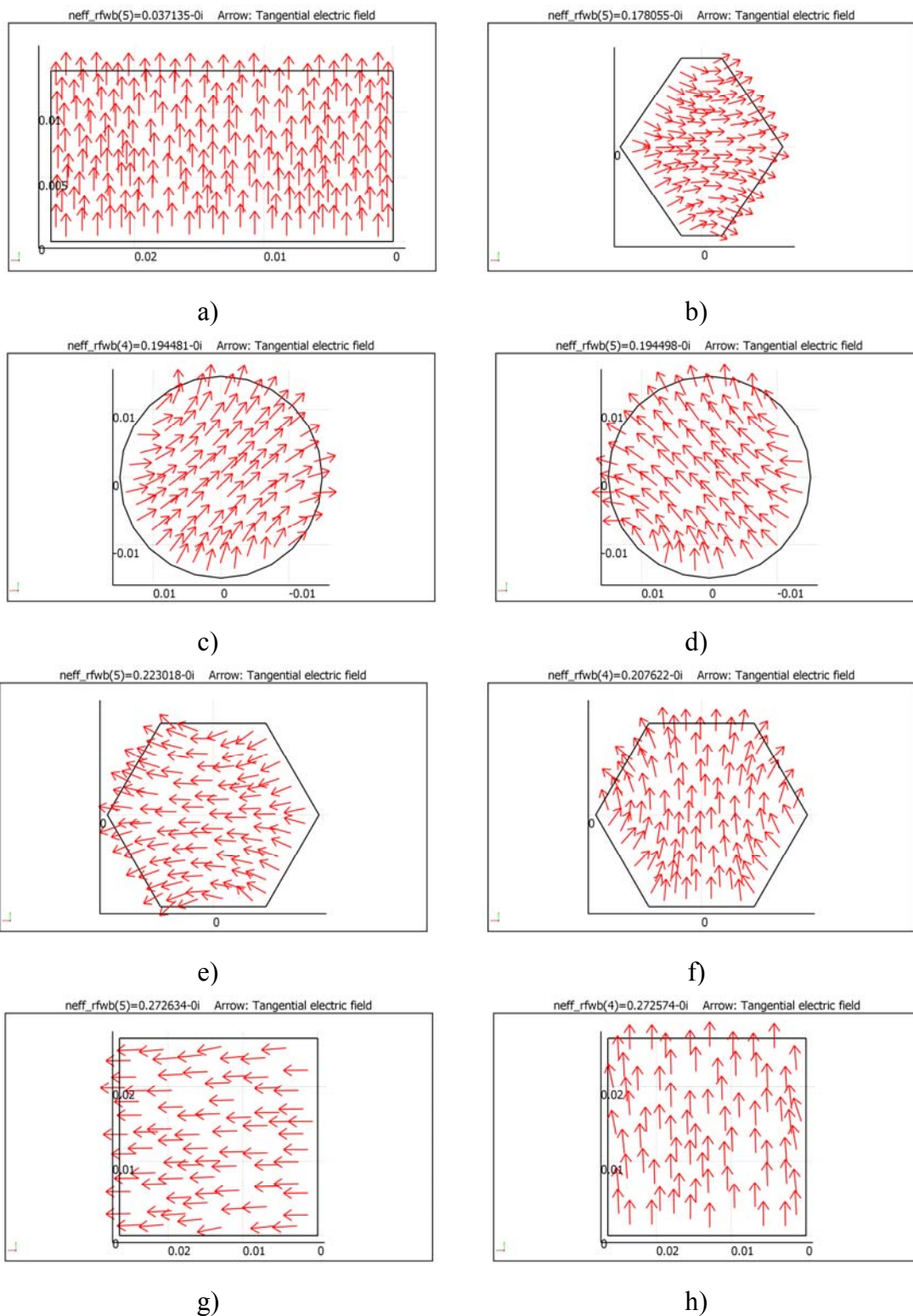
Druhou částí simulace byl výpočet kritických kmitočtů vlnodů pro daný dominantní vid, tj. řešení vlnové rovnice ve tvaru:

$$\nabla \times \left( \frac{1}{\mu_r} \nabla \times \mathbf{E} \right) - k_0^2 \left( \varepsilon_r - \frac{j\sigma}{\omega\varepsilon_0} \right) \mathbf{E} = 0. \quad (6-90)$$

Tato rovnice již respektuje materiálové konstanty, neuvažuje pouze ideální vlnod vyplněný vakuem. Hraniční podmínky tvořily hrany vlnovodu s podmínkou  $\mathbf{n} \times \mathbf{E} = 0$ .

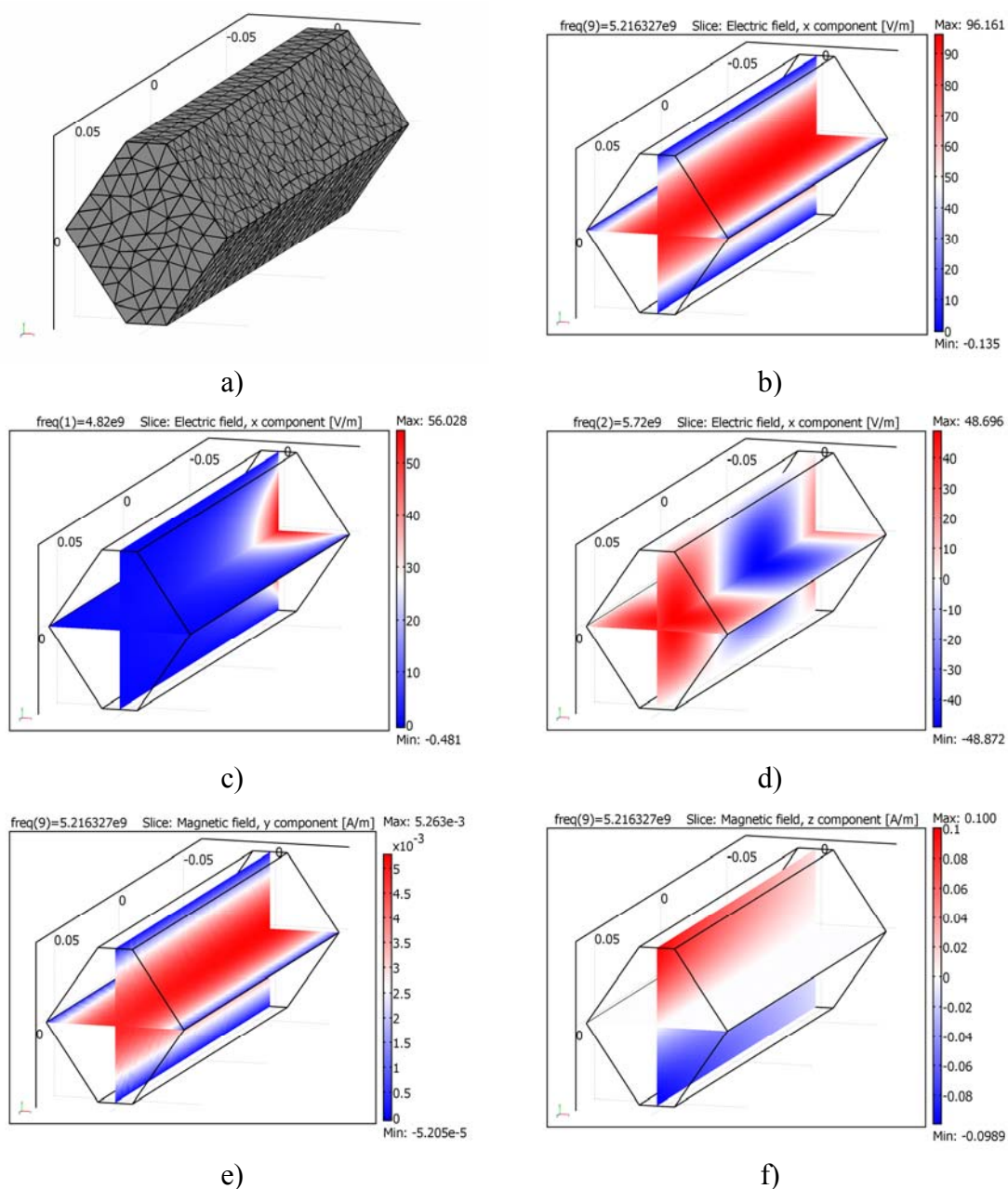
Ukázky konvergence při výpočtu kritického kmitočtu nepravidelného šestibokého vlnovodu s průřezem  $S_0$  metodou konečných prvků, kde je vynesena energie modelu v závislosti na počtu stupňů volnosti jsou ukázány v Příloze B.

Dominantní vid u obdélníkového vlnovodu byl zjištěn dle předpokladů  $TE_{10}$  (viz Obr. 6.11a)), u nepravidelného šestibokého vlnovodu se jedná o vid  $TE_{01}$  (Obr. 6.11b)). U kruhového, pravidelného šestibokého a čtvercového vlnovodu je dominantní vid  $TE_{11}$ , kde (Obr. 6.11c) až h)).



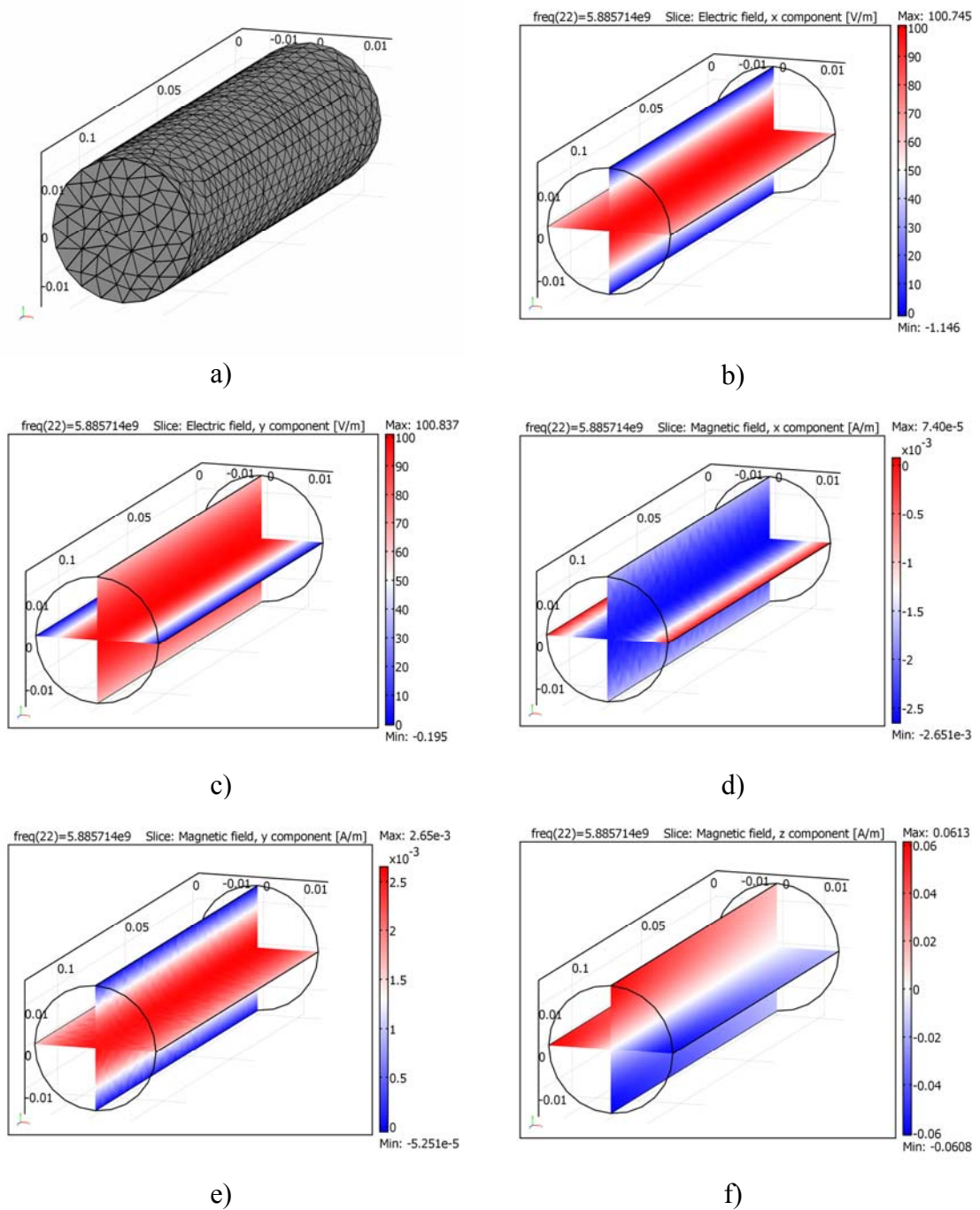
Obr. 6.11: Ukázky rozložení elektrického pole pro dominantní vidy vlnovodů

Diskretizační síť použitá pro řešení nepravidelného šestibokého vlnovodu o průřezu  $S_0$  a délce  $l=120$  mm je zobrazena na Obr. 6.12a). Kritický kmitočet nepravidelného šestibokého vlnovodu je 5,216 GHz. Elektromagnetická vlna s tímto kmitočtem tedy prochází skrz vlnovod (Obr. 6.12b)), vlny s nižším kmitočtem (podkritickým) vlnovodem neprocházejí (Obr. 6.12c)). Naopak vlny s vyššími kmitočty (nadkritickými) vlnovodem procházejí (Obr. 6.12d)). Dle simulací je dominantní vid vid  $TE_{01}$ , což znamená, že existují nenulové složky pole  $\underline{E}_x$ ,  $\underline{H}_y$  a  $\underline{H}_z$  (Obr. 6.12b), 9e) a 9f) představují rozložení pole na kritickém kmitočtu).



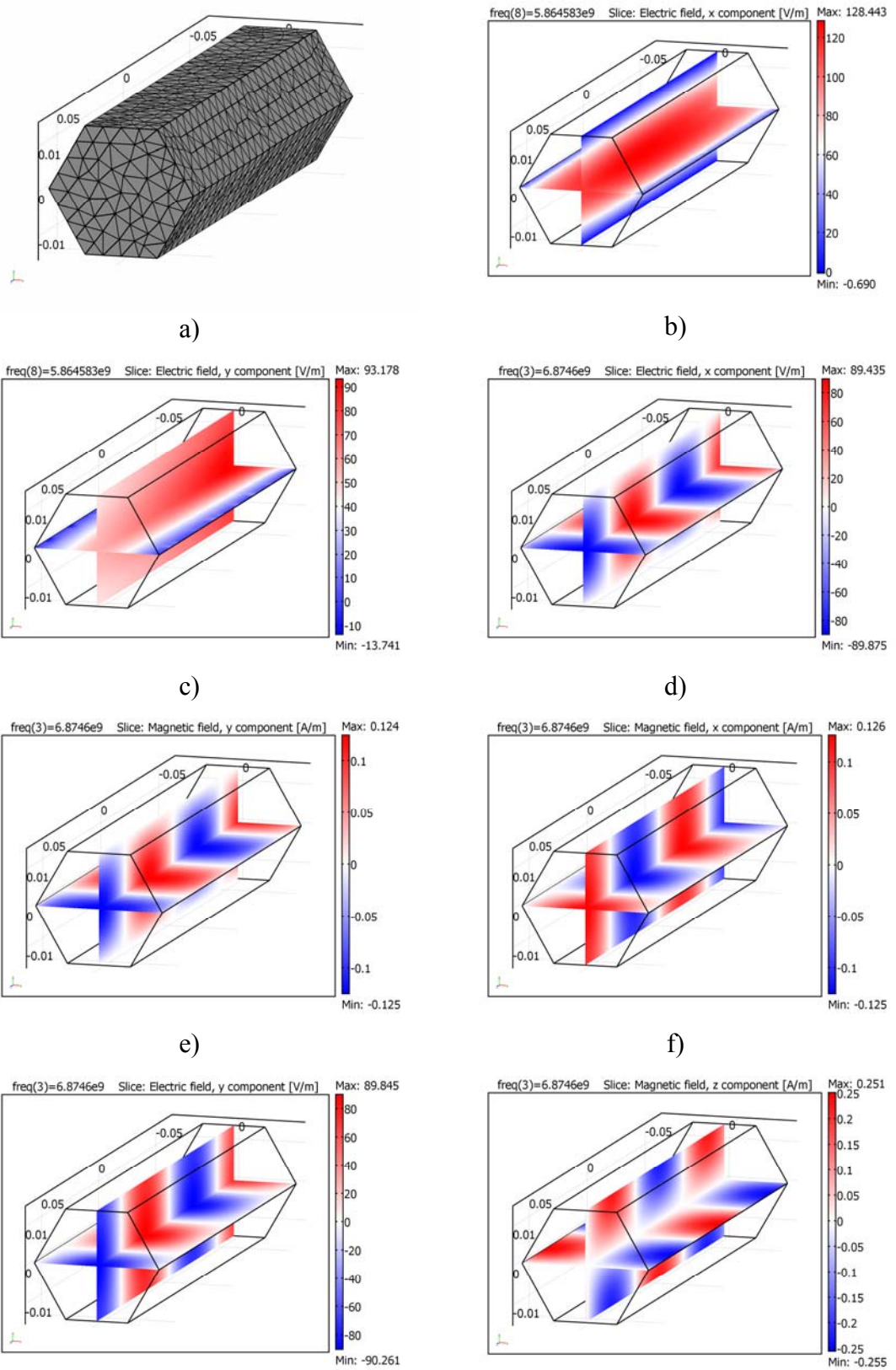
Obr. 6.12: Šestiboký nepravidelný vlnovod

Na Obr. 6.13a) je zobrazená diskretizační síť kruhového vlnovodu s ekvivalentním průřezem k nepravidelnému šestistrannému vlnovodu  $S_0$  a délce  $l = 120$  mm. Kritický kmitočet je 5,886 GHz. Dominantní vid u kruhového vlnovodu je  $TE_{11}$ , nenulové složky pole jsou  $\underline{E}_x$ ,  $\underline{E}_y$ ,  $\underline{H}_x$ ,  $\underline{H}_y$ ,  $\underline{H}_z$ , Obr. 6.13b) až 13f) pak zobrazují tyto složky pro kritický kmitočet vlnovodu.



Obr. 6.13: Kruhový vlnovod

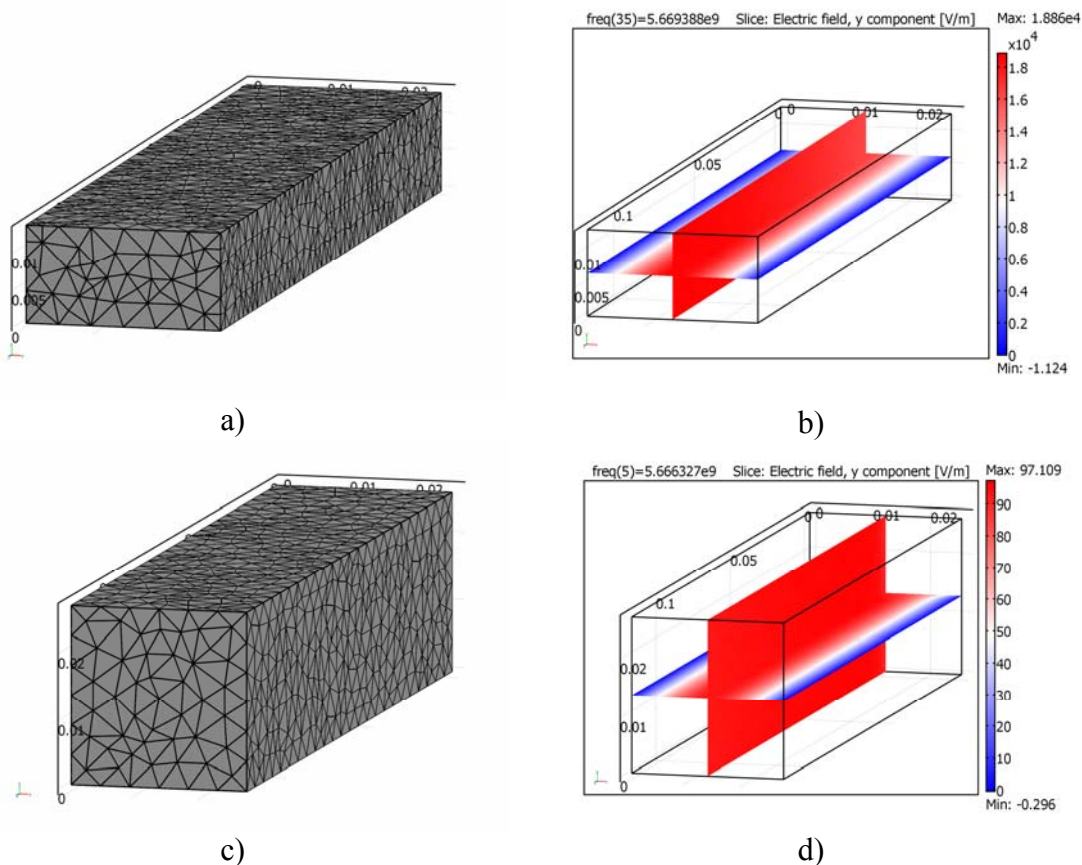
Diskretizační síť pro pravidelný šestiboký vlnovod je vyobrazena na Obr. 6.14a).



Obr. 6.14: Šestiboký pravidelný vlnovod

Kritický kmitočet tohoto vlnovodu s ekvivalentním průřezem  $S_0$  je 5,865 GHz. Dominantní vid u pravidelného šestibokého vlnovodu je vid  $TE_{11}$ , nenulové složky pole jsou  $\underline{E}_x$ ,  $\underline{E}_y$ ,  $\underline{H}_x$ ,  $\underline{H}_y$ ,  $\underline{H}_z$ , Obr. 6.14b) a 11c) pak zobrazují složky elektrického pole v ose  $x$  a  $y$  pro kritický kmitočet vlnovodu, Obr. 6.14d) a 11h) pak představují nenulové složky polí pro kmitočet vyšší než kritický (6,874 GHz).

Pro plný výčet je na Obr. 6.15a) znázorněna diskretizační síť pro obdélníkový vlnovod, jehož ekvivalentní plocha je poloviční než u vlnovodu čtvercového, vyobrazeného na Obr. 6.15c). K těmto odpovídají simulované rozložení elektrického pole v ose  $y$  (Obr. 6.15b), Obr. 6.15d)). Dominantní vid u obdélníkového vlnovodu je  $TE_{10}$ , tj. dalšími nenulovými složkami pole jsou  $\underline{H}_y$  a  $\underline{H}_z$ . U čtvercového vlnovodu je dominantní vid  $TE_{11}$ , zde jsou další nenulové složky  $\underline{E}_x$ ,  $\underline{H}_y$ ,  $\underline{H}_y$  a  $\underline{H}_z$ .



Obr. 6.15: Obdélníkový a čtvercový vlnovod

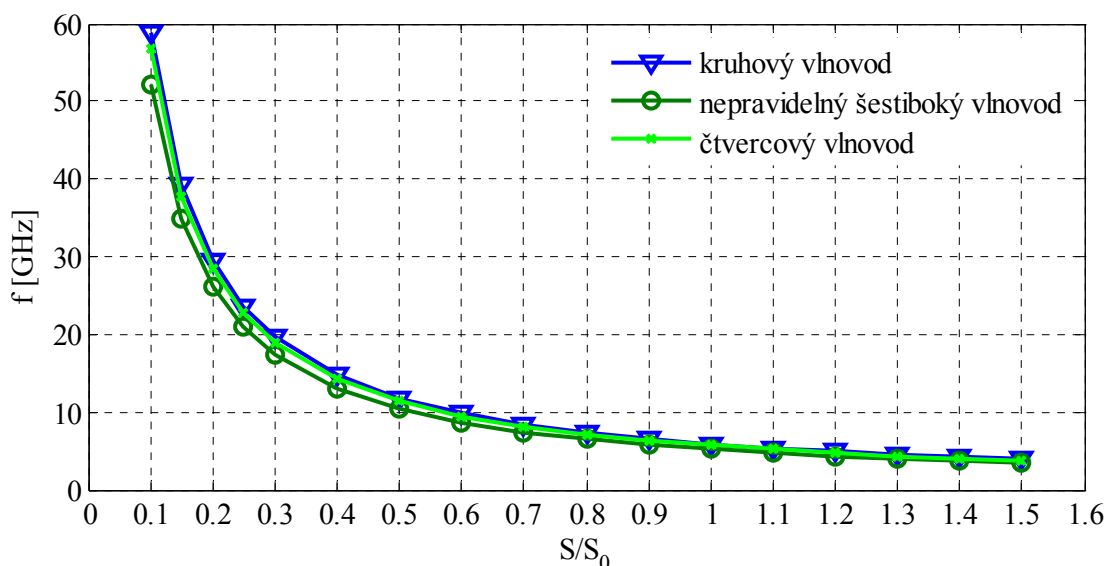
Výsledky simulací kritických kmitočetů pro všechny simulované poměry ekvivalentních průřezů jsou uvedeny v Tabulce 6.3. Sloupce se změnou v procentech se vztahují ke kritickému kmitočtu kruhového vlnovodu s ekvivalentním průřezem  $S_0$ .



Tabulka 6.3: Kritické kmitočty  $f_c$  vlnovodů a odchylky simulací k teoretické hodnotě  $f_{ct}$  kruhového vlnovodu s ekvivalentním průřezem  $S_0$

vlnovod		nepravidelný šestiboký			kruhový		pravidelný šestiboký		čtvercový		obdélníkový	
$S/S_0$	$f_{ct}$ [GHz]	$f_c$ [GHz]	změna [%]	$f_c$ [GHz]	změna [%]	$f_c$ [GHz]	změna [%]	$f_c$ [GHz]	změna [%]	$f_c$ [GHz]	změna [%]	
0,1	58,887	52,115	-11,501	58,866	-0,037	58,462	-0,723	56,658	-3,786	56,658	-3,785	
0,2	29,444	26,076	-11,438	29,390	-0,183	29,249	-0,661	28,328	-3,791	28,331	-3,778	
0,3	19,629	17,386	-11,429	19,614	-0,075	19,490	-0,710	18,886	-3,786	18,887	-3,782	
0,4	14,722	13,036	-11,453	14,714	-0,051	14,641	-0,550	14,164	-3,787	14,165	-3,783	
0,5	11,777	10,424	-11,488	11,769	-0,068	11,714	-0,536	11,331	-3,790	11,335	-3,759	
0,6	9,815	8,700	-11,356	9,806	-0,086	9,763	-0,522	9,443	-3,787	9,445	-3,766	
0,7	8,412	7,450	-11,442	8,408	-0,051	8,373	-0,463	8,095	-3,775	8,099	-3,727	
0,8	7,361	6,531	-11,280	7,351	-0,134	7,324	-0,495	7,083	-3,780	7,083	-3,775	
0,9	6,543	5,796	-11,418	6,551	0,122	6,514	-0,439	6,296	-3,774	6,295	-3,792	
1	5,889	5,224	-11,280	5,899	0,174	5,865	-0,410	5,666	-3,777	5,669	-3,725	
1,1	5,353	4,741	-11,443	5,352	-0,025	5,329	-0,464	5,152	-3,771	5,151	-3,780	
1,2	4,907	4,347	-11,418	4,908	0,018	4,886	-0,439	4,722	-3,766	4,722	-3,766	
1,3	4,530	4,010	-11,470	4,531	0,018	4,510	-0,432	4,359	-3,766	4,359	-3,766	
1,4	4,206	3,724	-11,453	4,208	0,046	4,184	-0,536	4,049	-3,739	4,049	-3,739	
1,5	3,926	3,486	-11,210	3,929	0,070	3,906	-0,502	3,780	-3,725	3,779	-3,740	

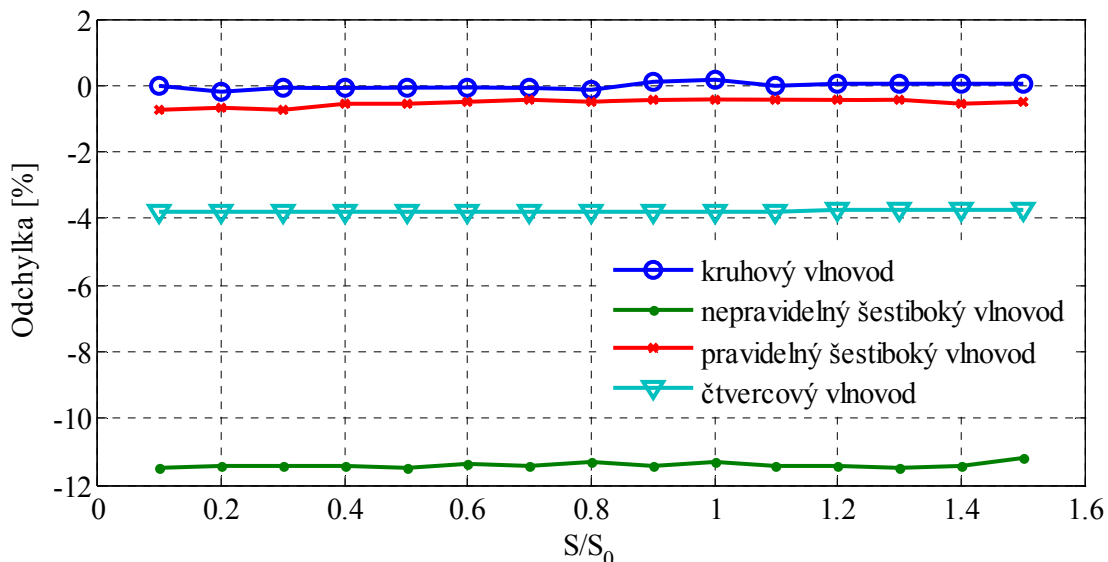
Závislosti kritických kmitočtů vlnovodů k poměrům ekvivalentních průřezů jsou vyneseny grafem na Obr. 6.16, kde pro přehlednost jsou ukázány pouze pro průřez nepravidelný šestiboký, kruhový a čtvercový.



Obr. 6.16: Závislost kritického kmitočtu na poměru průřezu vlnovodu

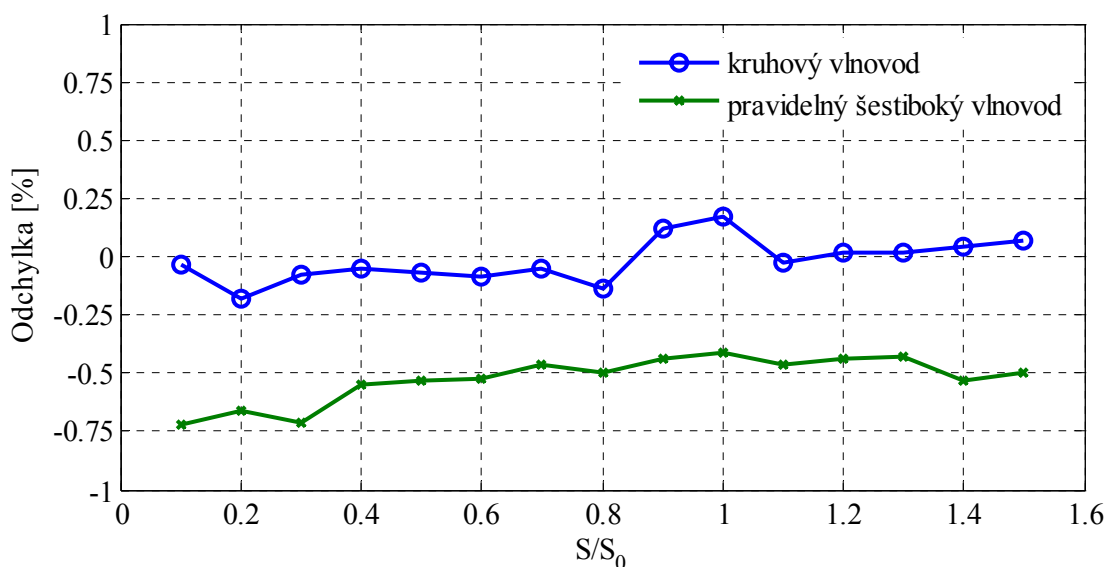
Z Tabulky 6.3 je zřejmé, že odchylka simulovaného kritického kmitočtu nepravidelného šestibokého vlnovodu k teoreticky vypočtené hodnotě kruhového vlnovodu

s ekvivalentním průřezem  $S_0$  je minimálně -11,501 %, maximálně -11,21 %, průměrná hodnota odchylky je -11,405 %. U čtvercového vlnovodu vychází minimální odchylka -3,791 %, maximální odchylka -3,725 % a průměrná hodnota je -3,773 %. Tyto hodnoty jsou vyneseny v grafu na Obr. 6.17.



Obr. 6.17: Odchylky simulovaných kritických kmitočtů vlnovodů k teoretickému kritickému kmitočtu ekvivalentního kruhového vlnovodu

Pro vyšší přehlednost jsou v grafu na Obr. 6.18 vyneseny odchylky pravidelného šestibokého a kruhového vlnovodu.

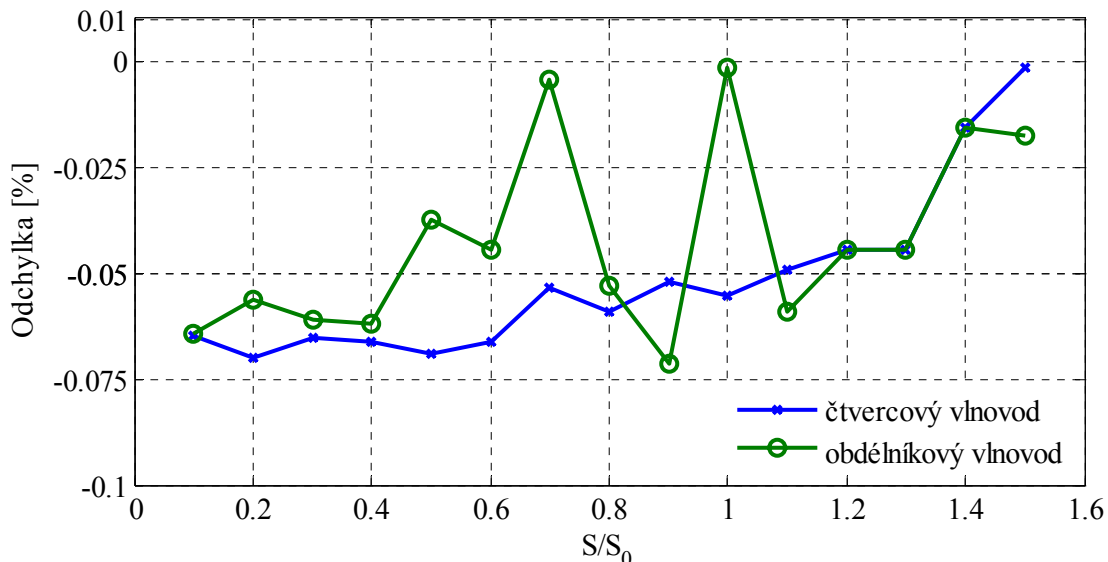


Obr. 6.18: Odchylky simulovaných kritických kmitočtů vlnovodů k teoretickému kritickému kmitočtu ekvivalentního kruhového vlnovodu

Pro pravidelný šestiboký vlnovod je minimální odchylka simulovaného kritického kmitočtu k teoreticky vypočtené hodnotě kruhového vlnovodu s ekvivalentním průřezem  $S_0$  -0,725 %, maximální odchylka -0,41 % a průměrná hodnota odchylky je

-0,525 %. U simulací kruhového vlnovodu je minimální odchylka -0,183 %, maximální odchylka 0,174 % a průměrná hodnota je -0,017 %.

Obr. 6.19 představuje velikost odchylky simulovaných kritických kmitočtů čtvercového a obdélníkového vlnovodu k teoretické hodnotě kritických kmitočtů obdélníkového vlnovodu o rozměrech, které odpovídají poměrům průřezů k průřezu ekvivalentnímu.



Obr. 6.19: Odchylky simulovaných kritických kmitočtů vlnovodu k teoretickému kritickému kmitočtu ekvivalentního čtvercového vlnovodu

V tomto případě, minimální odchylka čtvercového vlnovodu je -0,07 %, maximální odchylka je -0,001 % a průměrná hodnota je -0,052 %. U obdélníkového vlnovodu je minimální odchylka -0,072 %, maximální odchylka je -0,001 % a průměrná hodnota je -0,042 %.

### 6.6. Simulace účinnosti stínění vlnovodů

Teorie vlnovodů popisuje např. v [26] útlum ve vlnovodu rovnicí:

$$\alpha = 8,686 \cdot \omega \sqrt{\mu \varepsilon} \cdot \sqrt{\left(\frac{f_c}{f}\right)^2 - 1} \quad [\text{dB/m}]. \quad (6-91)$$

Obecný vztah pro účinnost stínění podkritického vlnovodu je definován v normě ČSN EN 61000-5-7: Elektromagnetická kompatibilita (EMC) – Část 5-7: Směrnice o instalacích a zmírňování vlivů – Stupně ochrany kryty proti elektromagnetickým rušením (EM kód) [31] jako:

$$SE = 54,6 \cdot l \cdot \sqrt{\left(\frac{1}{\lambda_c^2} - \frac{1}{\lambda^2}\right)} \quad [\text{dB}], \quad (6-92)$$

kde  $\lambda_c$  je vlnová délka kritického kmitočtu,  $\lambda$  je vlnová délka vyšetřovaného kmitočtu, přičemž platí, že  $\lambda_c \ll \lambda$  a  $l$  je délka vlnovodu. Pro kruhový vlnovod platí:

$$\lambda_c = 3,4 \cdot r \quad [\text{m}], \quad (6-93)$$

kde  $r$  je poloměr vlnovodu.

Kritická vlnová délka pro obdélníkový vlnovod s delší stranou  $a$  je:

$$\lambda_c = 2 \cdot a \quad [\text{m}]. \quad (6-94)$$

Dosazením kritických kmitočtů pro dominantní vidy, tj. vzorců (6-70), (6-87) do vztahu (6-91) a jejich úpravou získáme vztahy pro účinnost stínění pro jednotlivé jednoduché vlnovody. Pak pro vlnovod kruhového, obdélníkového a šestiúhelníkového průřezu s délkou  $l$  získáme vztahy pro účinnost stínění [27].

Účinnost stínění  $SE$  kruhového vlnovodu je dána:

$$SE = 15,99 \frac{l}{r} \sqrt{1 - \left( \frac{r \cdot f}{87900} \right)^2} \quad [\text{dB}], \quad (6-95)$$

kde  $l$  je délka vlnovodu v milimetrech,  $r$  je poloměr vlnovodu v milimetrech a  $f$  je kmitočet v MHz.

Účinnost stínění  $SE$  obdélníkového vlnovodu je dána:

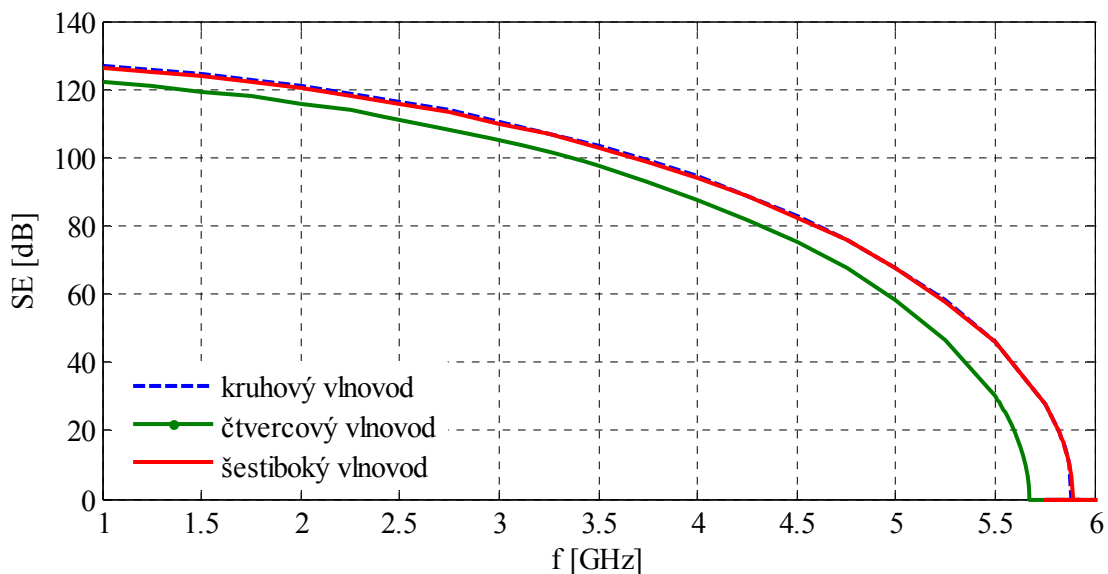
$$SE = 27,3 \frac{l}{a} \sqrt{1 - \left( \frac{a \cdot f}{150000} \right)^2} \quad [\text{dB}], \quad (6-96)$$

kde  $l$  je délka vlnovodu v milimetrech,  $a$  je délka strany vlnovodu v milimetrech, přičemž se jedná o delší stranu ( $b \leq a$ ) a  $f$  je kmitočet v MHz.

Účinnost stínění  $SE$  pravidelného šestibokého vlnovodu je dána:

$$SE = 17,5 \frac{l}{d} \sqrt{1 - \left( \frac{d \cdot f}{96659} \right)^2} \quad [\text{dB}], \quad (6-97)$$

kde  $l$  je délka vlnovodu v milimetrech,  $d$  je délka hrany vlnovodu v milimetrech a  $f$  je kmitočet v MHz. Teoretická účinnost stínění vlnovodů s ekvivalentním průřezem  $S_0 = 700 \text{ mm}^2$  a délce  $l_0 = 120 \text{ mm}$ , dle vztahů (6-95) pro kruhový, (6-96) pro čtvercový a (6-97) pro pravidelný šestiboký vlnovod je vyobrazena na Obr. 6.20. Z něj je patrné snížení kritického kmitočtu čtvercového vlnovodu o 3,7 % oproti kruhovému vlnovodu a také snížení kritického kmitočtu pravidelného šestibokého vlnovodu o 0,5 % oproti kruhovému vlnovodu.

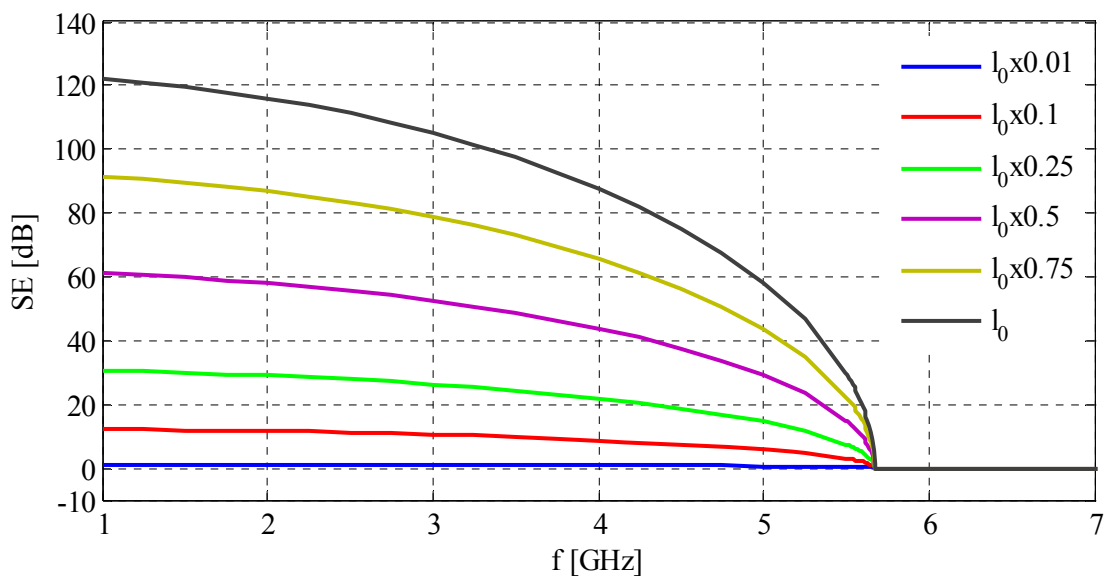


Obr. 6.20: Teoretická účinnost stínění vlnovodů s ekvivalentním průřezem  $S_0$  a délkou  $l_0=120$  mm

### 6.6.1. Vliv délky vlnovodu na účinnost stínění

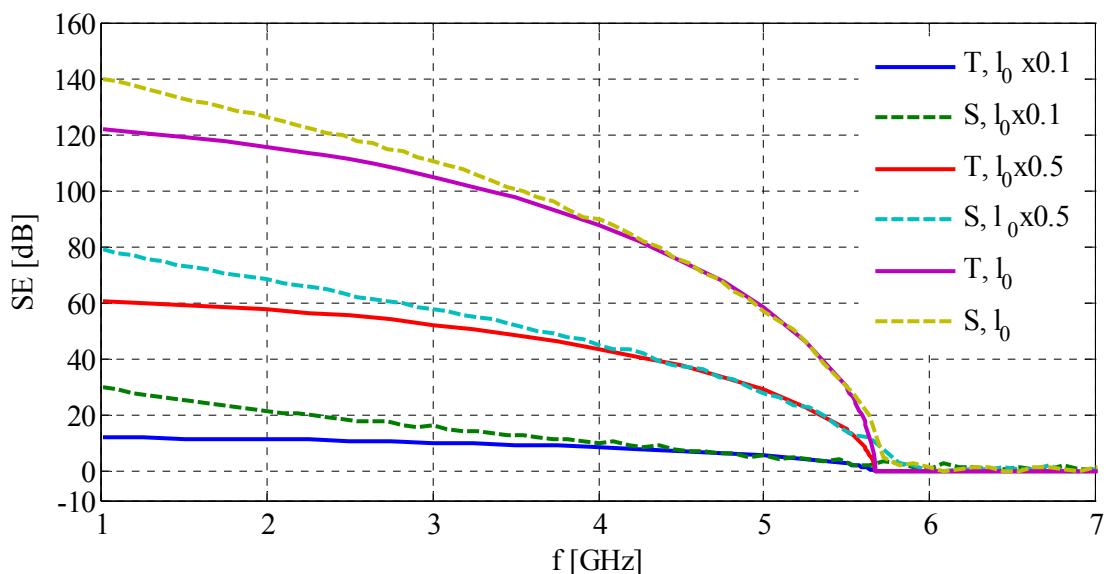
Jako příklad modelování byl zvolen vlnovod s čtvercovým průřezem o velikosti  $S_0$  (dle Obr. 6.7), jenž je ekvivalentní k průřezu nepravidelných šestibokých větracích otvorů stíněné komory ZČU v Plzni. Základní jednotková délka vlnovodu  $l_0 = 120$  mm, dále byly provedeny simulace pro délky,  $l = 0,5 \cdot l_0$ , a  $l = 0,1 \cdot l_0$ .

Obr. 6.21 ukazuje teoretickou účinnost stínění  $SE$  pro délky vlnovodu  $l_0$ ,  $l = 0,75 \cdot l_0$ ,  $l = 0,5 \cdot l_0$ ,  $l = 0,25 \cdot l_0$ ,  $l = 0,1 \cdot l_0$  a  $l = 0,01 \cdot l_0$ .



Obr. 6.21: Teoretická účinnost stínění čtvercového vlnovodu s ekvivalentním průřezem  $S_0$  a různými délkami  $l$

Porovnání teoretických a simulovaných hodnot účinnosti stínění je na Obr. 6.22.



Obr. 6.22: Porovnání simulované a teoretické účinnosti stínění čtvercového vlnovodu

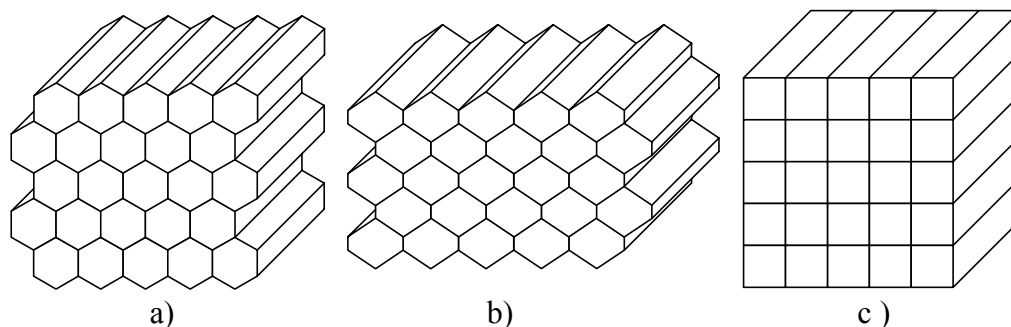
Z Obr. 6.22 je zřejmé, že simulované průběhy vykazují vyšší účinnost stínění než teoretický vztah (6-96) na kmitočtech nižších než  $0,75 \cdot f_c$ . Na nejnižším kmitočtu 1 GHz, pro který byly provedeny simulace, se liší účinnost stínění o 18,193 dB pro délku vlnovodu  $l_0$ , 18,206 dB pro délku vlnovodu  $l = 0,5 \cdot l_0$  a 18,18 dB pro délku vlnovodu  $l = 0,1 \cdot l_0$ . Tento rozdíl je pravděpodobně způsobem chybou výpočtu numerického modelu, který na nízkých kmitočtech nekonvergoval (viz Příloha C). V legendě obrázku T označuje teoretickou a S simulovanou hodnotu.

### 6.6.2. Vliv počtu vlnovodů na účinnost stínění

Z důvodu dostatečné ventilace stíněných komor nebo přístrojových skříní, je nutné použití ventilačních otvorů, které jsou složeny z více podkritických vlnovodů. Tímto vznikají ventilační struktury, které zajišťují dostatečný přístup vzduchu do stíněných prostor, ovšem nijak nenarušují jejich účinnost stínění. Ukázky ventilačních struktur o velikosti  $5 \times 5$  prvků jsou znázorněny na Obr. 6.23a) – c). Na obrázku Obr. 6.23a) je vyobrazena struktura tvořená pravidelnými šestibokými vlnovody, která je označována jako Honeycomb, na Obr. 6.23b) je struktura z nepravidelných šestibokých vlnovodů a na Obr. 6.23c) je struktura z čtvercových vlnovodů.

V nabídce výrobců ventilačních, stínících materiálů lze nalézt výše uvedené struktury jako samotné plástve, tak i ve formě již po mechanické stránce rámovaných oken, které jsou přizpůsobené k přímé montáži. Tyto se dodávají v rozměrech od malých okének

pro použití např. ke stínění ventilátorů, až po rozměrné tabule, patřící např. do okenních rámců.



Obr. 6.23: Ventilační struktury o velikosti 5x5 prvků

Nejčastěji vyráběné struktury jsou pravidelné šestiboké, materiál je z cenového hlediska optimalizován – pro malé struktury se častěji používá měď, pro střední hliník a pro velké struktury se častěji používá železný či ocelový plech. Ukázky komerčně vyráběných ventilačních struktur jsou ukázány na Obr. 6.24 [30].



Obr. 6.24: Ukázky ventilačních struktur

Účinnost stínění pro pole ventilační struktury o celkové velikosti menší než polovina nejdelší vlnové délky je dána vztahem:

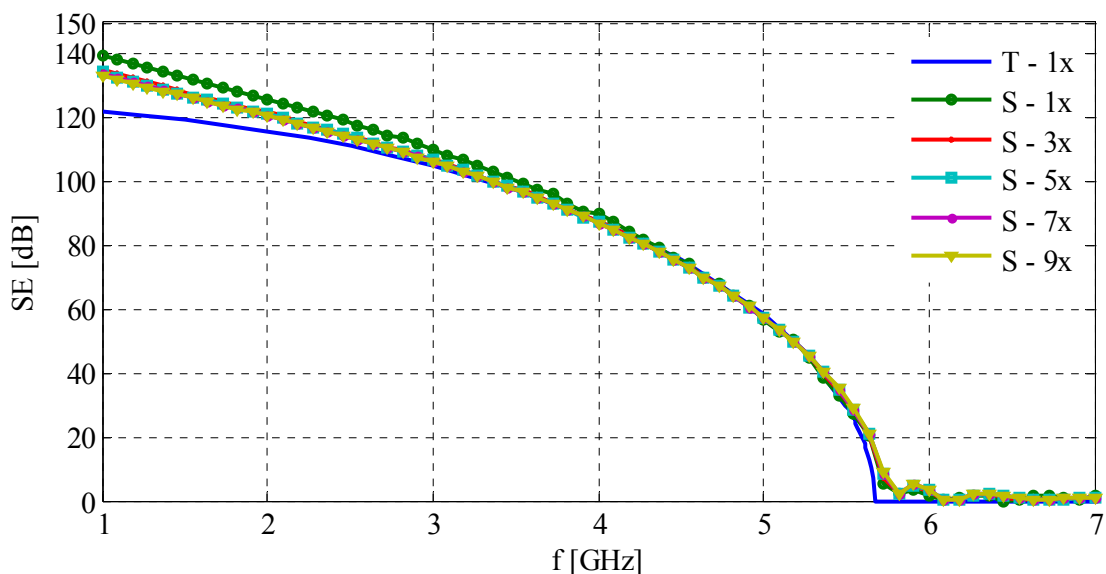
$$SE_p = SE - 20 \cdot \log \sqrt{n} \quad [\text{dB}], \quad (6-98)$$

kde  $SE$  je účinnost stínění jednotkového vlnovodu a  $n$  je počet použitých vlnovodů. Z tohoto je zřejmé, že s počtem ventilačních otvorů účinnost klesá (viz Tabulka 6.4).

Tabulka 6.4: Snížení účinnosti stínění na počtu vlnovodů

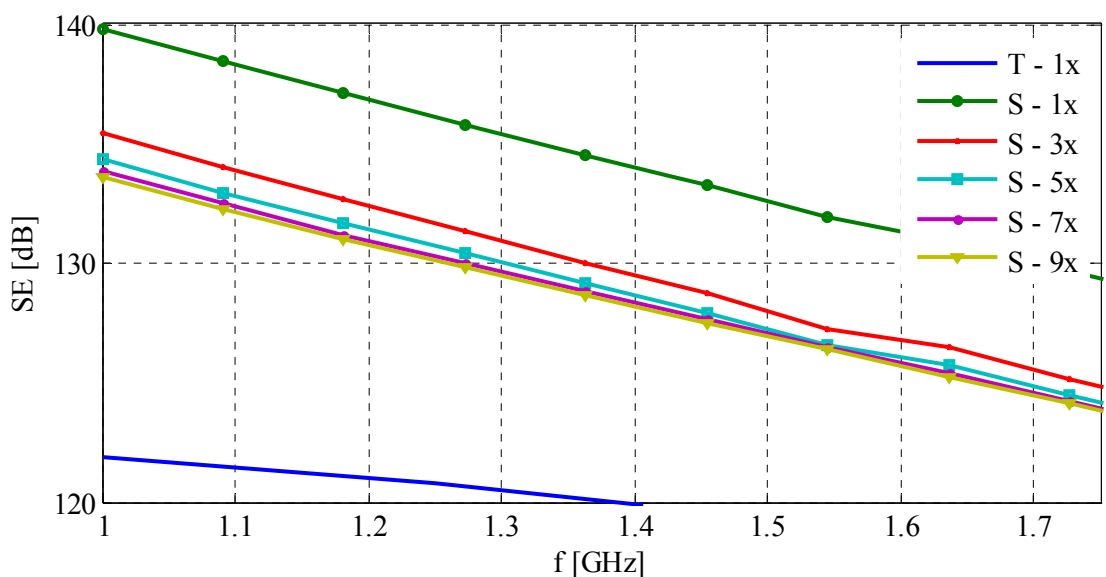
$n$	$20 \cdot \log \sqrt{n}$ [dB]	$n$	$20 \cdot \log \sqrt{n}$ [dB]
2	3,01	10	10
3	4,77	16	12,04
5	6,99	25	13,98
7	8,45	50	16,99
9	9,54	100	20

Pro ověření teoretických předpokladů byly provedeny simulace ventilačních otvorů, které se skládaly z jednoho, třech, pěti, sedmi a devíti čtvercových měděných vlnovodů, jenž byly poskládány lineárně v jedné přímce, vzdálenost mezi jednotlivými vlnovody byla 1 mm. Výsledky simulací jsou vyobrazeny grafem v Obr. 6.25. V legendě je použito písmeno T, jež představuje teoretickou hodnotu a písmeno S, které značí simulovaný průběh. Číslo za pomlčkou s x označuje počet vlnovodů.



Obr. 6.25: Závislost účinnosti stínění na počtu ventilačních otvorů

Pro lepší orientaci v grafu je na Obr. 6.26 ukázán výřez, ve kterém jsou lépe rozeznatelné rozdíly v účinnosti stínění od 1GHz do 1,75 GHz. Vliv počtu ventilačních otvorů a odchylky mezi teoretickými a simulovanými hodnotami jsou uvedeny v Tabulce 6.5.



Obr. 6.26: Závislost účinnosti stínění na počtu ventilačních otvorů

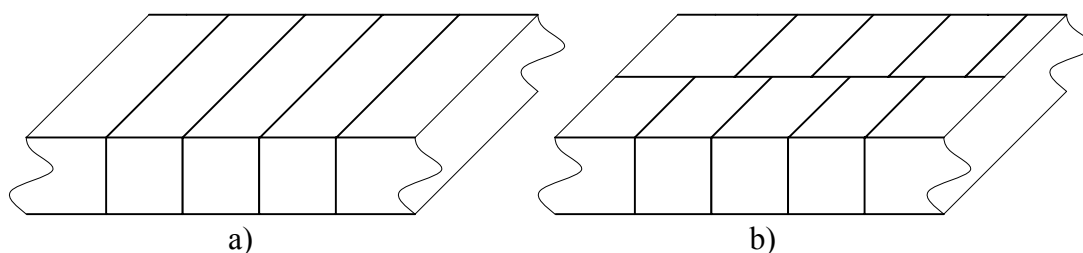


Tabulka 6.5: Vliv počtu ventilačních otvorů na účinnost stínění na kmitočtu 1 GHz.

$SE_T$  představuje teoretické hodnoty účinnosti stínění,  $SE_{T-S}$  představuje simulovanou hodnotu pro jeden vlnovod, od které jsou odečteny teoretické hodnoty (viz Tabulka 6.4),  $SE_S$  je simulovaná účinnost stínění. Odchylka ukazuje rozdíl mezi hodnotami  $SE_{T-S}$  a  $SE_S$ .

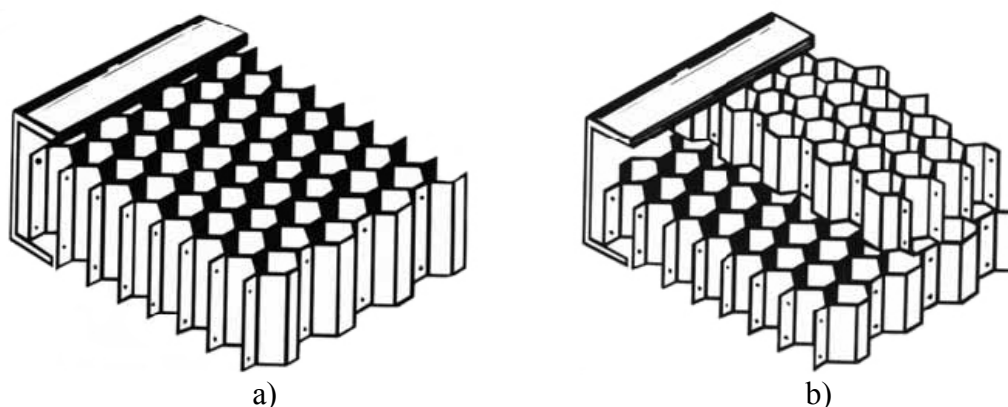
$n$	$SE_T$ [dB]	$SE_{T-S}$ [dB]	$SE_S$ [dB]	Odchylka [%]
1	121,90	139,82	139,82	0,00
3	117,13	135,03	135,40	0,27
5	114,91	132,81	134,35	1,16
7	113,45	131,35	133,84	1,90
9	112,36	130,26	133,63	2,59

V některých případech výrobci zvyšují účinnost stínění překrýváním vlnovodů, jak je ukázáno v Obr. 6.27a) a b). V tomto případě se jedná o překrývání třech čtvercových vlnovodů ve směru jedné osy o polovinu délky strany vlnovodu a délka vlnovodů je poloviční k původní délce. Obr. 6.27a) reprezentuje rozložení modelu, jehož výsledky jsou uvedeny v grafech na Obr. 6.25 a Obr. 6.26 jako S – 3x.



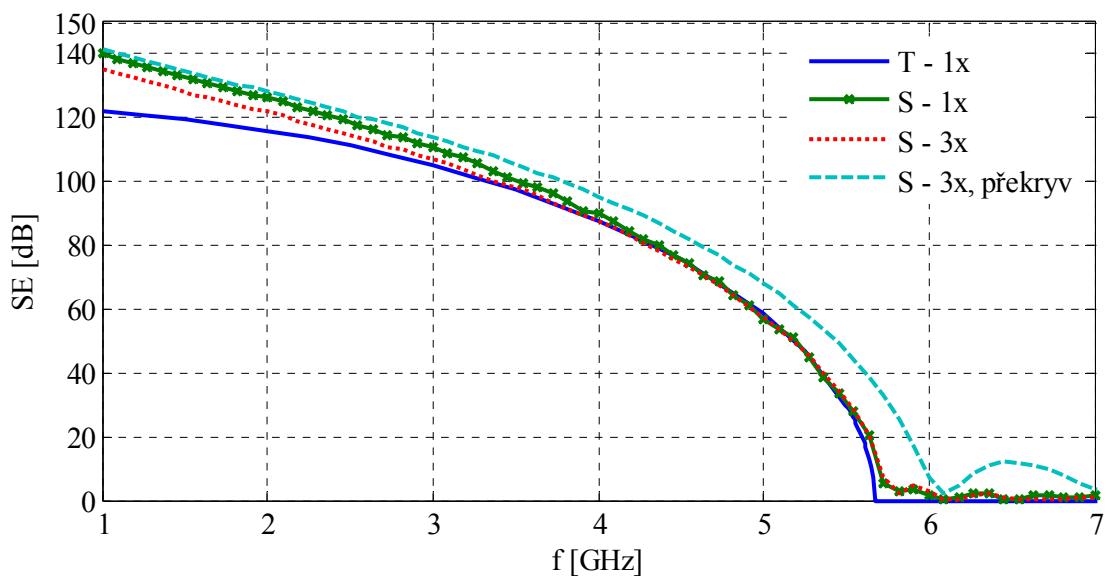
Obr. 6.27: Lineární struktura překrývaných a nepřekrývaných vlnovodů

Ukázky reálné nepřekrývané a překrývané ventilační struktury s pravidelnými šestibokými vlnovody, které vyrábí společnost Holland Shielding Systems B.V. jsou na Obr. 6.28a) a b) [32].



Obr. 6.28: Ukázky ventilačních struktur složených ze šestibokých vlnovodů

Výsledky simulace pro překryvanou strukturu se třemi vlnovody z Obr. 6.27b) jsou ukázány na Obr. 6.29. Z něj je patrné, že zde dochází k posunutí kritického kmitočtu struktury a to na kmitočet 6,091 GHz (z původních 5,66 GHz). Tím se také zvýší účinnost stínění o přibližně 35 dB na původním kritickém kmitočtu. Účinnost poté klesá s kmitočtem až na hodnoty účinnosti stejně dlouhé struktury z nepřekřádaných vlnovodů.



Obr. 6.29: Závislost účinnosti stínění na počtu a překryvu ventilačních otvorů

## 7. Vliv technologických otvorů na účinnost stínění malých stínících skříní

Teorie účinnosti stínění *SE* je dobře aplikovatelná na rozměrné, ideálně nekonečně velké stínící plochy, na které dopadá rovinná elektromagnetická vlna. Pokud je ovšem potřeba zjistit efektivitu stínění rozměrově omezených místností či přístrojových skříní, narážíme u klasického přístupu k účinnosti stínění (vztahy (6-1), (6-2) až (6-5)) k několika problémům, které vedou na celou řadu otázek. Také každý z problémů je nutné řešit jak pro měření, tak pro počítačové simulace, jelikož hlavně měření je svázáno nutností používat antény, jejichž rozměry jsou dány vlnovou délkou nejnižšího vyšetřovaného kmitočtu. Vždy je nutné použít minimálně dvojici antén, kde jedna je vysílací a druhá přijímací.

Při měření se lze setkat s následujícími základními problémy a následnými otázkami:

1. V jakém prostoru provést měření:
  - Nejlépe vyhovuje stíněná komora – jak se změní charakter této komory (vlastní rezonance), pokud je zde umístěn další objekt (zkoumané zařízení)?
2. Jakou zvolit topologii měření:
  - V jaké vzdálenosti mají být od sebe antény?
3. Kam a jakým způsobem umístit anténu uvnitř zkoumaného objektu:
  - Rozměry antény odpovídají nejdelší vlnové délce vyšetřovaného kmitočtu – je možné ji zde umístit?
  - Jak se změní charakter vlastních rezonancí zkoumaného objektu, pokud je zde umístěn další objekt (anténa, držák antény, kabely, ...)?
  - Jakou roli hraje umístění antény uvnitř zkoumaného objektu?
4. Jakou anténu použít jako vysílací a jakou jako přijímací:
  - Bude se chovat měřicí soustava stejně, pokud bude zkoumaný objekt ozařován, či pokud bude objekt vyzařovat?

Některé odpovědi na tyto otázky je možné nalézt ve standardech či doporučeních pro měření účinnosti stínění, ovšem ne vždy jsou zde zahrnuta všechna kritéria. Měřením účinnosti stínění se zabývá norma ČSN EN 61000-5-7, která vychází z klasického přístupu zjišťování *SE*. Tato norma se nezabývá vlastními rezonancemi zkoumaného objektu, výsledná účinnost může nabývat záporných hodnot, což by znamenalo, že

technologické otvory se chovají jako anténa s velmi vysokým ziskem, až v řádu desítek dB. Vezme-li se v úvahu podstata účinnosti stínění, bylo by vhodné použít jako incidenční hodnotu vyzařované vlny nikoliv vyzařovanou intenzitu pole anténou, ale maximální intenzitu pole při rezonanci. Zde by bylo nutné použít druhou přijímací anténu, která by byla umístěna v prostoru s maximální intenzitou pole – ta ale je závislá na kmitočtu a tudíž se vždy nachází na jiném místě v prostoru. Částečně tyto problémy řeší doporučení IEEE Std 299™-2006 [33], ovšem pouze pro objekty většími než dva metry.

S obdobnými problémy, jako u měření se lze setkat také při simulacích:

1. V jakém prostoru je nutné provést simulaci:
  - Jak velký prostor je nutný pro správný výsledek simulace?
  - Je nutné používat vždy 3D model?
2. Jakou zvolit topologii modelu:
  - Kam umístit zdroj vyzařování, v jakém místě umístit pozorovací bod?
  - Je vhodné vyhodnocovat velikost intenzity pole pouze bodově?
3. Kam a jakým způsobem umístit pozorovací body uvnitř zkoumaného objektu:
  - Zde nehrají tak velkou roli rozměry antény, ale je nutné přizpůsobit případné pozorovací body rozměrům.
4. Jakou anténu (zdroj vyzařování) použít jako vysílací a jakou jako přijímací:
  - Bude se chovat měřicí soustava stejně, pokud bude zkoumaný objekt ozařován, či pokud bude zdroj umístěn ve zkoumaném objektu?

Zde již neexistují standardy, které říkají jakým způsobem postupovat, nicméně se zde snadněji eliminují některé problémy, např. se v modelech velmi často nenacházejí držáky antény s anténou, vysílací anténu lze snadno vytvořit pomocí vhodné počáteční podmínky.

### **7.1. Blízké elektromagnetické pole**

V kapitole 6.2 byla diskutována účinnost stínění pro vzdálené elektromagnetické pole. Za vzdálené elektromagnetické pole se považuje, pokud je zkoumaný objekt od zdroje vyzařování ve vzdálenosti [28]:

$$r \geq \frac{\lambda}{2\pi} \quad [\text{m}]. \quad (7-1)$$

Obdobně lze určit oblast blízkého elektromagnetického pole:

$$r \leq \frac{\lambda}{2\pi} \quad [\text{m}]. \quad (7-2)$$

Pro vzdálené pole platí, že impedance volného prostoru  $Z_0$  je rovna vlnové impedanci  $Z_v$  a platí:

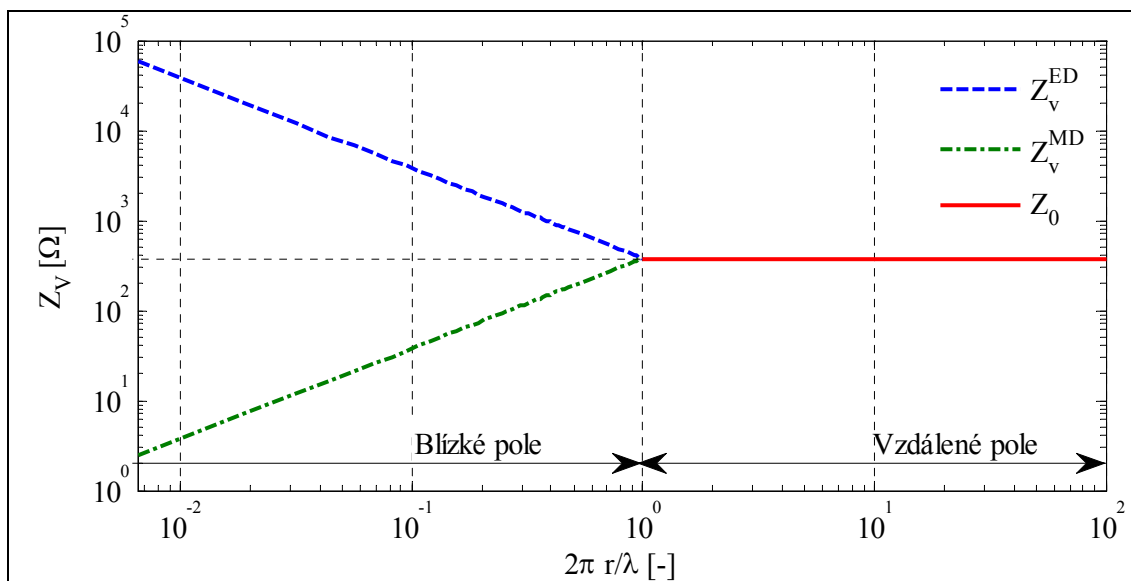
$$Z_0 = Z_v = \frac{E}{H} \approx 377 \quad \Omega. \quad (7-3)$$

V blízkém elektromagnetickém poli se již musí brát v úvahu charakteristické parametry zdroje vyzařování, z teorie elektrických obvodů jsou to dva zdroje – napěťový a proudový. Z hlediska elektromagnetického pole tyto lze definovat jako elektrický dipól pro napěťový zdroj (elektrický dipól) a proudovou smyčku pro proudový zdroj (magnetický dipól). Velikost vlnové impedance pro elektrický dipól, na kterém je vysoké napětí a protéká zanedbatelný proud, respektive pro proudovou smyčku, kterou protéká vysoký proud a je na ní zanedbatelné napětí a bude záviset také na vzdálenosti mezi zdrojem vyzařování a vyšetřovaným objektem  $r$  a permitivitě či permeabilitě prostředí [18]:

$$Z_v^{ED} = \frac{1}{2\pi f \epsilon r} = \frac{Z_0 \cdot \lambda}{2\pi r} \geq 377 \quad \Omega \quad \left| \quad r \leq \frac{\lambda}{2\pi} \right., \quad (7-4)$$

$$Z_v^{MD} = 2\pi f \mu r = \frac{Z_0 \cdot 2\pi r}{\lambda} \leq 377 \quad \Omega \quad \left| \quad r \leq \frac{\lambda}{2\pi} \right. \quad (7-5)$$

Závislosti vlnové impedance pro elektrický a magnetický dipól jsou ukázány v Obr. 7.1.



Obr. 7.1: Závislost vlnové impedance na vzdálenosti od zdroje

Z důvodu měnící se vlnové impedance v blízkém poli vyplývá, že účinnost stínění v blízkém poli bude mít složku jak pro elektrické, tak pro magnetické pole. Pokud do vztahu (6-12) dosadíme za impedanci volného prostoru vlnovou impedanci dle vztahů (7-4) a (7-5), získáme vztahy pro účinnost stínění elektrického, resp. magnetického pole. Ze vztahu (6-18) vyplývá, že absorpční útlum není závislý na zdroji signálu, tj. dominantní složkou se stává útlum odrazem. Pro útlum odrazem lze poté psát:

$$SE_{RE} = 20 \cdot \log \left| \frac{(Z_V^{ED} + Z_1)^2}{4Z_V^{ED} Z_1} \right| \text{ [dB]}, \quad (7-6)$$

$$SE_{RM} = 20 \cdot \log \left| \frac{(Z_V^{MD} + Z_1)^2}{4Z_V^{MD} Z_1} \right| \text{ [dB]}. \quad (7-7)$$

Pomocí matematických úprav je možno tyto vztahy empiricky zapsat ve tvaru [35]:

$$SE_{RE} = 353,6 + 10 \cdot \log \left( \frac{\sigma}{2,54 \cdot f^3 \mu_r r^2} \right) \text{ [dB]}, \quad (7-8)$$

$$SE_{RM} = 20 \cdot \log \left( \frac{0,181}{r} \sqrt{\frac{\mu_r}{\sigma f}} + 0,053r \sqrt{\frac{\sigma f}{\mu_r}} + 0,354 \right) \text{ [dB]}. \quad (7-9)$$

Jiný pohled na vzdálenost hranice od zdroje vyzařování určující blízké a vzdálené pole definuje Rayleighovo kritérium, jež je popsáno v [34]. V něm jsou pro určení hranice důležité také rozměry zdroje vyzařování. Vyjádření hranice je pak dáno vztahem:

$$r = \frac{2D^2}{\lambda} \text{ [m]}, \quad (7-10)$$

kde  $D$  je největší rozměr antény.

## 7.2. Simulace dutinových rezonancí skříně

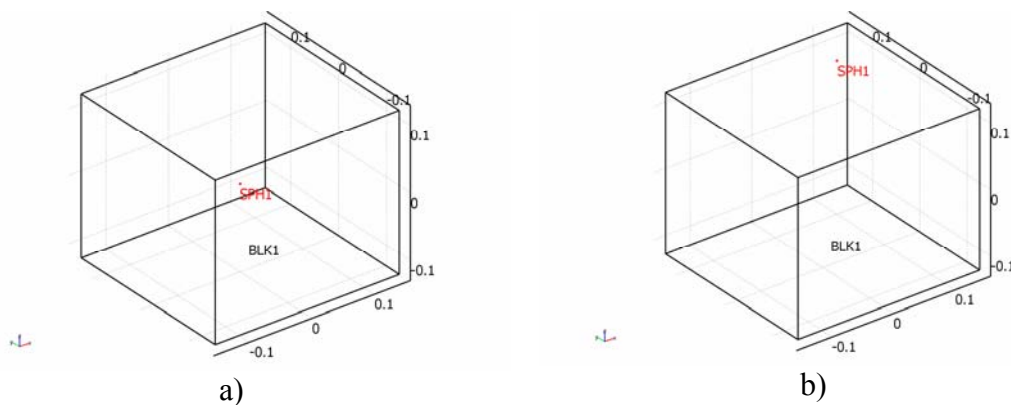
Dutinová rezonance stínících skříní může velmi ovlivňovat účinnost stínění. Definice účinnosti stínění je primárně určena pro dopad rovinné elektromagnetické vlny na nekonečně velkou stínící přepážku, tudíž s dutinovými rezonancemi skříní není počítáno. V reálných případech se často měří účinnost stínění prázdné skříně, kdy je pravděpodobnost výskytu rezonancí vyšší než v provozním stavu, kdy je ve skříní nainstalováno dané zařízení. Kmitočty rezonančních kmitočtů jsou dány vztahem:

$$f_r = \frac{1}{2\sqrt{\mu\varepsilon}} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{c}\right)^2} \text{ [Hz]}, \quad (7-11)$$

kde  $\mu$  a  $\varepsilon$  jsou permeabilita a permitivita dutiny rezonátoru, v případě přístrojové skříně to jsou parametry vzduchu  $\mu = \mu_0$  a  $\varepsilon = \varepsilon_0$ ,  $m$ ,  $n$  a  $p$  jsou celá, nezáporná vidová čísla,  $a$ ,  $b$  a  $c$  jsou rozměry rezonátoru (přístrojové skříně).

Teoreticky vypočtené rezonance skříně o rozměrech 295x280x243 mm pro elektrickou vlnu do kmitočtu 2,5 GHz jsou uvedeny v Příloze D. Nejnižší rezonanční kmitočet odpovídá vidu  $TE_{110}$ , který je dán dvěma největšími rozměry skříně, tj. rozměry 295x280 mm a je roven 738,60 MHz.

Ve standardu ČSN EN 61000-5-7 [31] se o dutinové rezonanci zmiňuje Příloha A: „Stínící účinnost krytu může být ovlivněna geometrií vodičů v blízkosti krytu nebo připojených ke krytu a k obsahu krytu. Z těchto důvodů kvalita útlumu krytu definovaná podle této normy může nebo nemusí odpovídat přímo finální stínící účinnosti. Toto platí specificky nad mezním kmitočtem dutinové rezonance krytu, kde činitel kvality rezonance krytu má přímý vliv na intenzitu vnitřního pole. Je třeba, aby výrobci určili charakteristiky „prázdného“ krytu, které jsou nutné pro shodu s požadavky na odolnost a/nebo emisi pro zkompletované výrobky.“ Je proto nutné vyšetřit dutinové rezonance skříně, z důvodu vlastností chování při měření či simulaci účinnosti stínění.



Obr. 7.2: Geometrické uspořádání simulace dutinových rezonancí skříně: a) zdroj signálu v bodě [0; 0; 0] m; b) zdroj signálu v bodě [0,1; 0,1;0,1] m

Geometrie třírozměrného modelu pro zjištění rezonančních kmitočtů skříně jsou ukázány v Obr. 7.2, kde jako zdroj elektrického pole byla použita koule o poloměru 0,5 mm, na jejímž povrchu byla nastavena intenzita pole o amplitudě 1 V/m. Tato koule byla umístěna v geometrickém středu modelu (Obr. 7.2a), v bodě [0; 0; 0] m. Jelikož při rezonancích často dochází k místním minimům či maximům právě v geometrickém středu skříně, byl vytvořen další model, kde zdroj vyzařování byl umístěn blíže k rohu

skříně (v bodě [0,1; 0,1; 0,1] m). Stěny skříně byly simulovány jako ideální vodivé plochy zanedbatelné tloušťky s okrajovou podmínkou  $\mathbf{n} \times \mathbf{E} = 0$ .

Pro určení kmitočtů dutinových rezonancí byla počítána průměrná intenzita pole v celém objemu modelu:

$$E_{VA} = \frac{\int_V E \, dV}{V} \quad [\text{V/m}], \quad (7-12)$$

kde hodnota  $E$  je dána složkami elektrického pole v uzlech sítě:

$$E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2 + E_z^2} \quad [\text{V/m}] \quad (7-13)$$

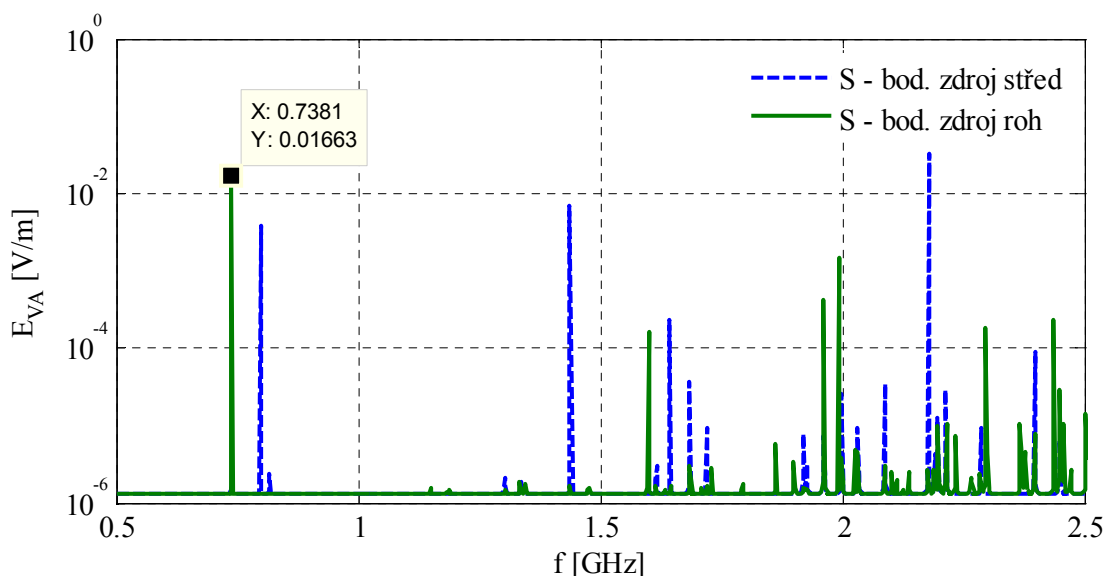
a jednotlivé složky jsou dány:

$$E_x = \sqrt{\text{Re}\{\underline{E}_x^2\} + \text{Im}\{\underline{E}_x^2\}} \quad [\text{V/m}], \quad (7-14)$$

$$E_y = \sqrt{\text{Re}\{\underline{E}_y^2\} + \text{Im}\{\underline{E}_y^2\}} \quad [\text{V/m}], \quad (7-15)$$

$$E_z = \sqrt{\text{Re}\{\underline{E}_z^2\} + \text{Im}\{\underline{E}_z^2\}} \quad [\text{V/m}]. \quad (7-16)$$

Průměrná hodnota intenzity pole, která velmi dobře popisuje kmitočty dutinových rezonancí, je ukázána na Obr. 7.3.

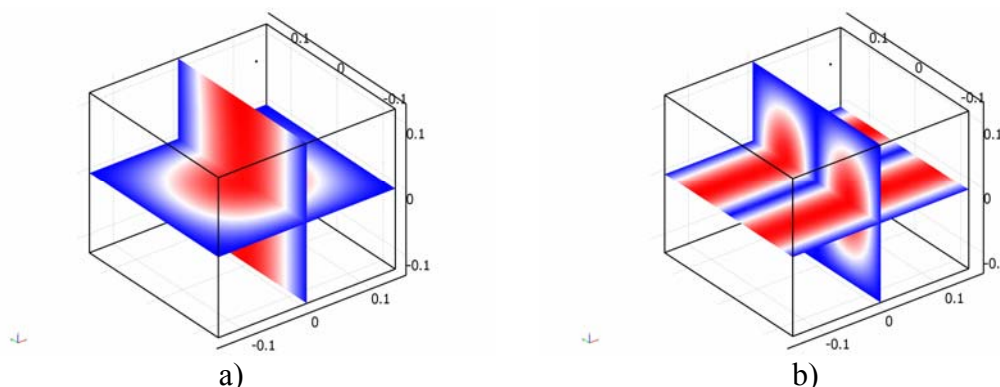


Obr. 7.3: Výsledky dutinové rezonance 3D modelu s bodovými zdroji

Ilustrativní výsledky simulací s kulovým zdrojem umístěným mimo střed skříně jsou na Obr. 7.4. Obr. 7.4a) ukazuje vid  $TE_{110}$  na kmitočtu 741 MHz, který odpovídá prvnímu rezonančnímu kmitočtu (738,6 MHz). Obr. 7.4b) ukazuje vid  $TE_{021}$  na kmitočtu 1236 MHz (teoreticky 1236,53 MHz). Odchyly jsou způsobeny krokem výpočtu simulace. Z hlediska zkoumání rezonančních kmitočtů jsou na obrázcích ukázány pouze



rozložení pole v řezech (TE vidy), je zde vynechána stupnice hodnot intenzity pole. Modrá barva znamená minimální a červená maximální hodnotu intenzity pole. Objasnění vidu daného obrázkem je vysvětleno kapitole 7.2.1.



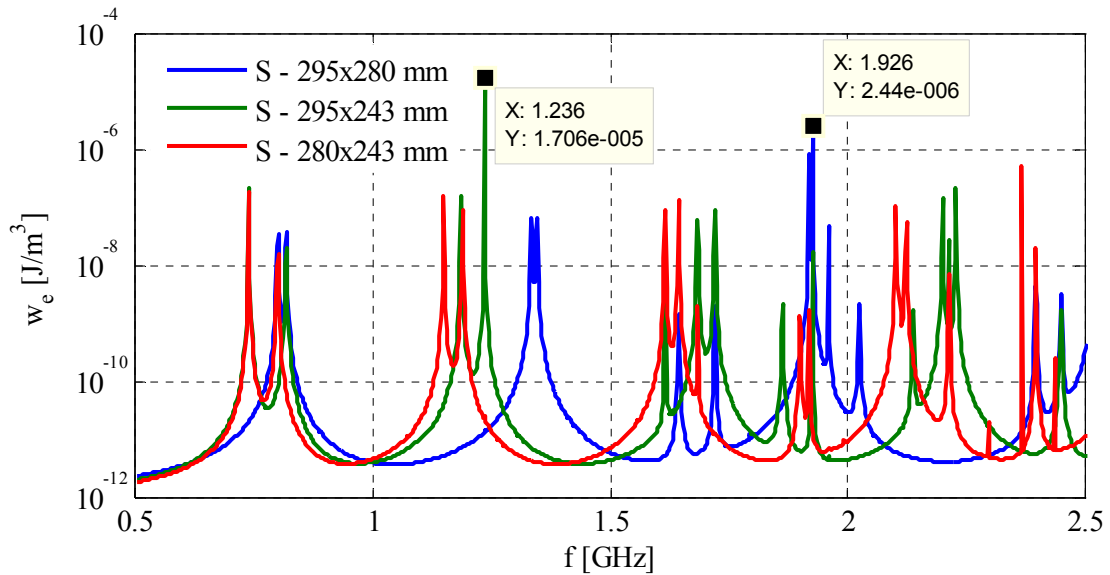
Obr. 7.4: Rozložení vidů při rezonanci skříně: a) vid TE<sub>110</sub>, b) vid TE<sub>021</sub>

Porovnáním teoretických hodnot s výsledky simulace je patrné ovlivnění modelu použitím kulového zdroje, kdy některé rezonanční kmitočty nebyly při simulaci zaznamenány (např. vidy TE<sub>210</sub> na kmitočtu 1149,42 MHz a další). Z tohoto důvodu byly provedeny další simulace, které odpovídají reálnému případu dopadu rovinné elektromagnetické vlny na skříně. Jelikož rezonanční kmitočty jsou závislé na rozměrech skříně a s ohledem na rovinnou vlnu, která dopadá vždy pouze na jednu stranu skříně, bylo nutné provést tři simulace – pro vlny v rovině 280x234 mm (dle Obr. 7.4 nebo Obr. 7.6 šířící se v ose  $x$ ), v rovině 295x243 mm (šířící se v ose  $y$ ) a v rovině 295x280 mm (šířící se v ose  $z$ ). V modelu byla nastavena excitace rovinné elektrické vlny z dané strany skříně, ostatní strany byly simulovány jako ideální vodivé plochy zanedbatelné šířky s hraniční podmínkou  $\mathbf{n} \times \mathbf{E} = 0$ . Výsledky simulací jsou zobrazeny v Obr. 7.5, který ukazuje měrnou energii:

$$w_e = \frac{W_e}{V} \quad [\text{J}/\text{m}^3], \quad (7-17)$$

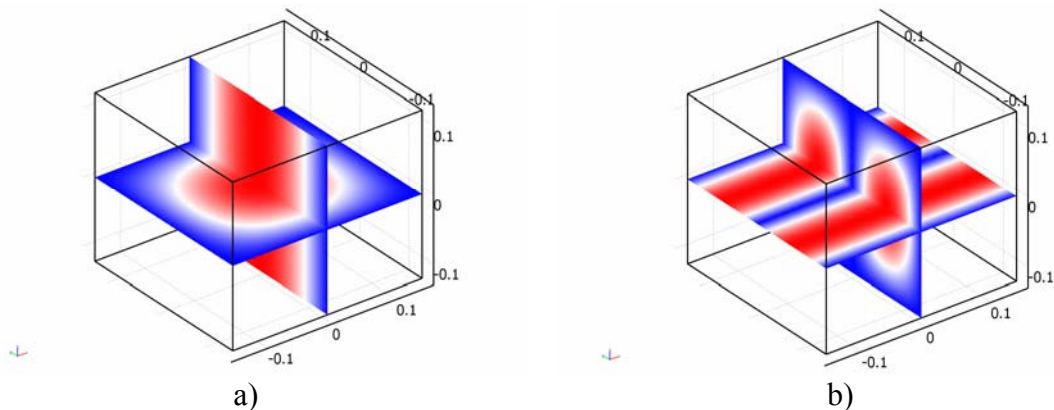
přičemž  $V$  je objem modelu a  $W_e$  je energie:

$$W_e = \int_V \frac{1}{2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} \, dV = \int_V \frac{1}{2} \varepsilon_0 E^2 \, dV \quad [\text{J}]. \quad (7-18)$$



Obr. 7.5: Měrná energie 3D modelů při zjišťování dutinových rezonancí

Výsledky několika simulací jsou ukázány na Obr. 7.6, kde jsou zobrazeny výsledky při shodných kmitočtech jako při simulaci s kulovým zdrojem umístěným v rohu skříně (viz Obr. 7.4a), b)). Je zde patrná shoda výsledků. Mírné odchylky v kmitočtech jsou způsobeny odlišnou diskretizací.

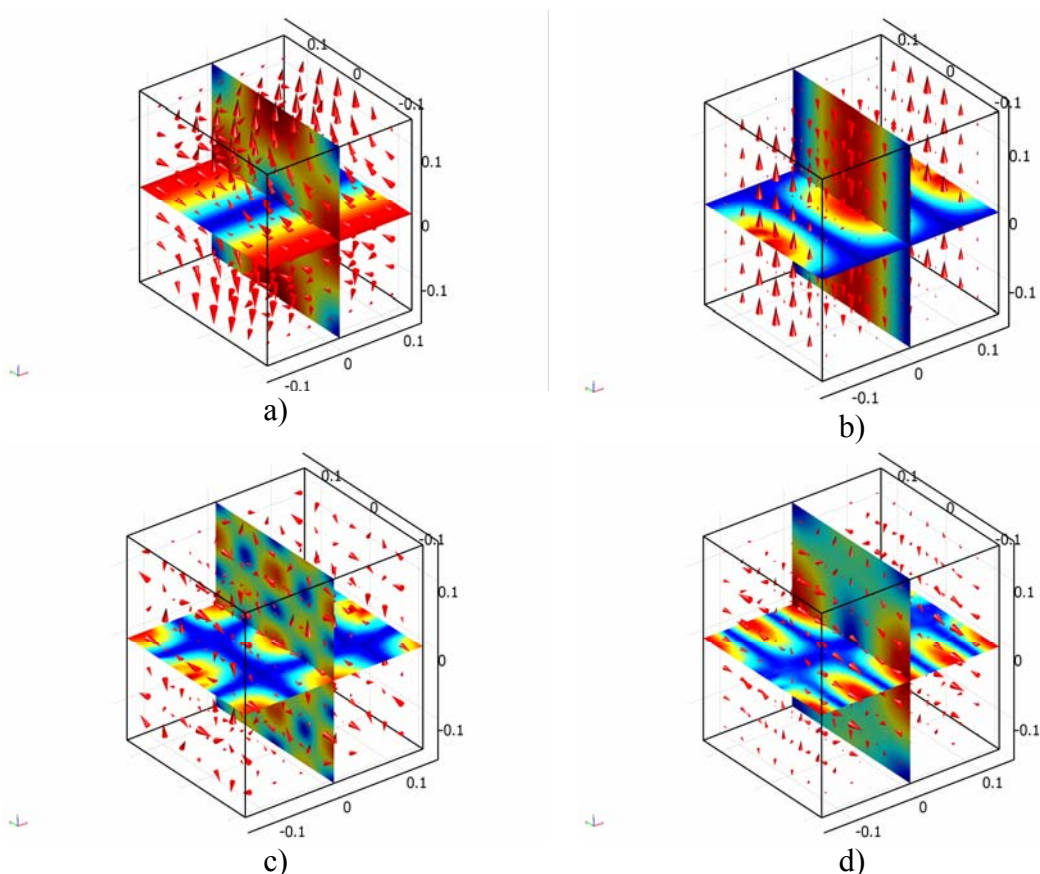


Obr. 7.6: Ověření rozložení vidů při rezonanci skříně: a) vid  $TE_{110}$ , b) vid  $TE_{021}$

Další možností jak získat obraz o rezonančních kmitočtech systému je určení vlastních čísel modelu. Při této úloze je nutné definovat z jaké stěny modelu je vyzařována rovinná vlna (v reálném případě se jedná o směr dopadající vlny na stínící krabici), jelikož systém se bude chovat v důsledku rozdílných rozměrů skříně opět pokaždé jinak. Opět můžeme vidět shodu vidu  $TE_{110}$  (Obr. 7.7a)) na kmitočtu 738,1 MHz (teoreticky 738,6 MHz), resp. vidu  $TE_{021}$  (Obr. 7.7b)) na kmitočtu 1235,74 MHz (teoreticky 1236,53 MHz).

Na Obr. 7.7c, d) jsou ukázky výsledků simulací při vyzařování ze stěny 295x280 mm – jedná se o vid  $TE_{322}$  na kmitočtu 2236,48 MHz (teoreticky 2235,85 MHz), resp. vid  $TE_{141}$  na kmitočtu 2287,24 MHz (2287,23 MHz).

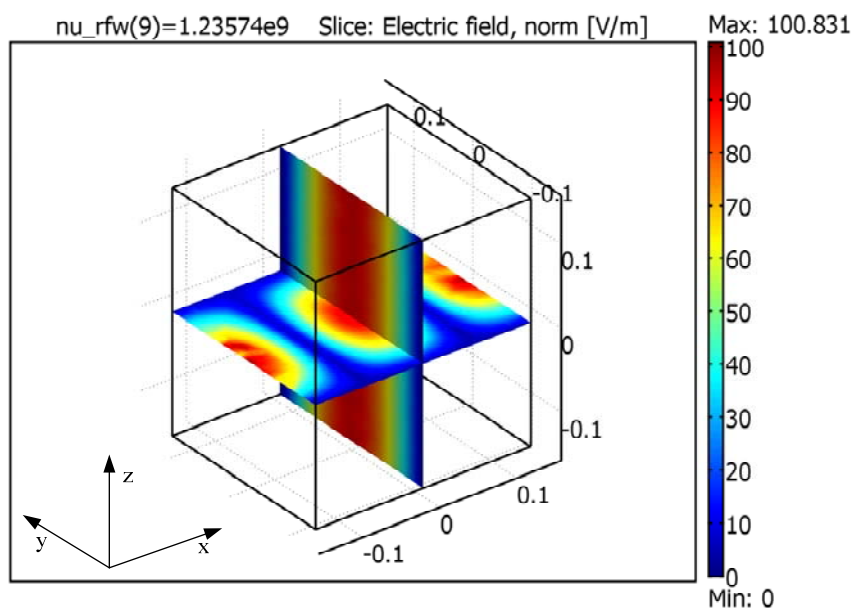
Na Obr. 7.7 je navíc naznačena intenzita elektrického pole pomocí šipek, orientace umístění modelu v souřadnicích neodpovídá Obr. 7.4 a Obr. 7.6.



Obr. 7.7: Ověření rezonančních kmitočtů výpočtem vlastních čísel a ukázky rezonancí vyšších módů

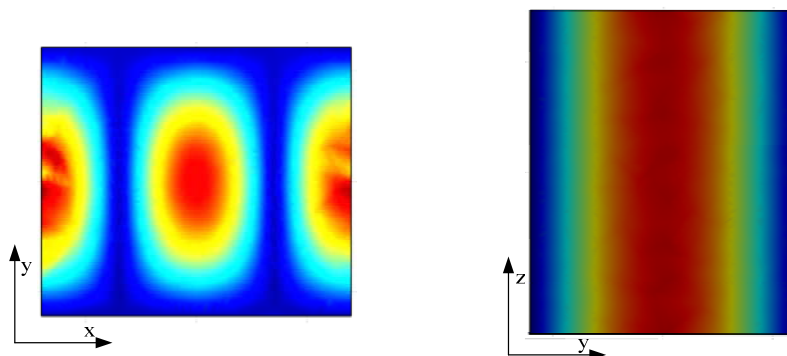
### 7.2.1. Příklad určení vidu dutinového rezonátoru

Rozměry krabice 295x280x243 mm odpovídají souřadnicím v osách  $z - x - y$  (Obr. 7.8).



Obr. 7.8: Výsledek 3D simulace rozložení elektrického pole dutinového rezonátoru,  $f = 1235,74$  MHz

Vid určitého rozměru rezonátoru je dán počtem celých vln v daném směru, tj. dle řezů ose  $x$  (rozměru 280 mm) je vid 2 (tři maxima a dvě minima, odpovídají dvěma vlnám), v ose  $y$  (rozměr 243 mm) je vid 1 (jedno maximum a dvě minima) a ose  $z$  (rozměr 295 mm) odpovídá vid 0 (pouze minimum).



Obr. 7.9: Zobrazení řezů výsledku 3D simulace pro  $z = 0$  m, resp.  $x = 0$  m

Dle teoretických předpokladů pro vid  $TE_{210}$  platí:

$$f_r = \frac{1}{2\sqrt{\mu\epsilon}} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{c}\right)^2} = \frac{3 \cdot 10^8}{2} \sqrt{\left(\frac{2}{0,28}\right)^2 + \left(\frac{1}{0,243}\right)^2} = 1236,53 \text{ MHz},$$

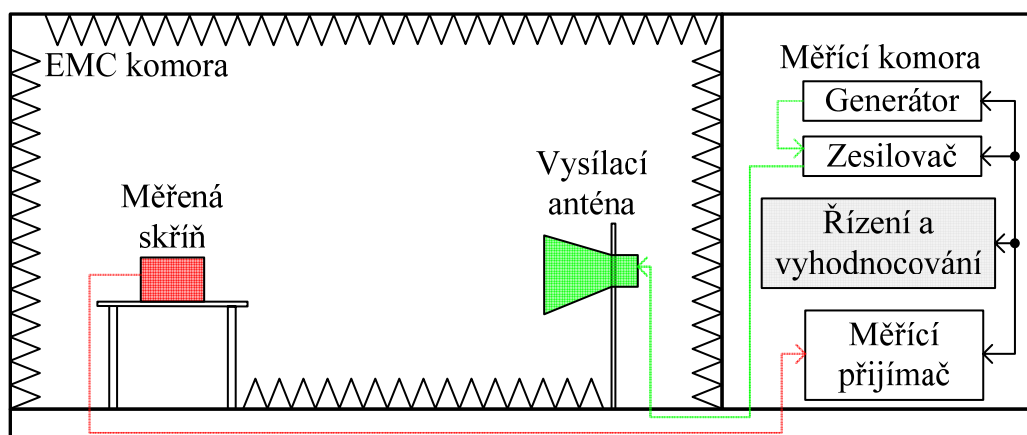
tj. simulace vyšla s odchylkou 0,79 MHz. Chyba je menší než krok simulace, který byl 2,49 MHz.

### 7.3. Experimentální měření účinnosti stínění

Pro příklad experimentálního měření a následné simulaci účinnosti stínění byla vybrána přístrojová skříň, jejíž vnitřní rozměry jsou 295x280x243 mm a je zhotovena z pozinkovaného plechu o tloušťce 0,5 mm. Jedna stěna skříně byla odříznuta (280x243 mm), aby bylo možné používat tuto skříň pro měření štěrbin různých velikostí a tvarů přišroubováním stěny s daným otvorem. Pro tuto práci byla použita kruhová štěrbina o průměru 10 mm umístěná ve středu stěny (viz Příloha D). Výsledky účinnosti stínění skříně jsou převzaty z měření, kdy byla v akreditované laboratoři ověřována nová metodika měření účinnosti stínění.

#### 7.3.1. Měřicí pracoviště

Experimentální měření bylo provedeno v bezdrazové komoře Fakulty elektrotechnické ZČU v Plzni. Měření probíhalo dle definice účinnosti stínění, tj. nejprve byla změřena intenzita pole v daném místě prostoru bez stínící krabice, poté byla nainstalována stínící krabice a změřena intenzita pole uvnitř krabice. Měřený objekt byl umístěn ve vzdálenosti 3 m od zdroje vyzařování (Obr. 7.10), ke kterému byla použita trychtýřová anténa typu BBHA 9120F, viz Příloha E.



Obr. 7.10: Pracoviště pro měření účinnosti stínění

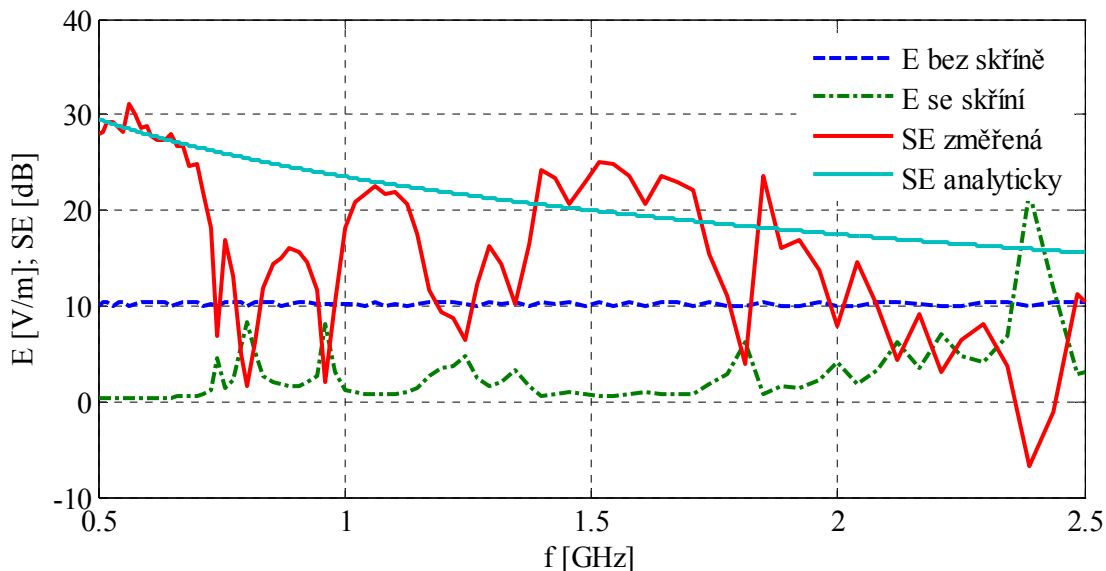
Pro měření intenzity pole byla použita sonda HI-6105, která měří modul vektoru elektrického pole:

$$E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2 + E_z^2} \quad [\text{V/m}]. \quad (7-19)$$

Parametry měřicí sondy jsou uvedeny v Příloze F. Celé měřicí pracoviště je automatizované, řízené pomocí systému Frankonia RF-LAB. Ukázka nastavení tohoto systému pro měření účinnosti stínění je v Příloze G.

### 7.3.2. Výsledky experimentálního měření

Experimentální měření bylo provedeno pro kmitočty od 500 MHz do 2,5 GHz, s kmitočtovým krokem zvyšujícím se vždy o 2 % předchozího kmitočtu. Výsledné rozložení pole při měření a účinnost stínění skříně s kruhovým otvorem o průměru 10 mm je ukázáno na Obr. 7.11.



Obr. 7.11: Výsledky experimentálního měření

### 7.4. Simulace účinnosti stínění

Pro simulace účinnosti stínění přístrojové skříně byl použit 3D model, nicméně tento z nedostatku hardwarových prostředků nebyl zdárně vyřešen. Z tohoto důvodu byly simulace řešeny jako dvourozměrné úlohy, vždy pro příslušné řezy skříně – první odpovídá rozměru 295x280 mm, druhý rozměru 295x243 mm. Velikost oblasti modelu byla zvolena 2x1 m (s ohledem na velikost skříně). Pro ověření výsledků simulace byly provedeny simulace se třemi různými zdroji:

- bodový zdroj umístěný mimo stínící krabici,
- rovinná vlna vyzařovaná z hrany oblasti modelu dopadající na krabici,
- rovinná vlna vyzařovaná z vnitřní hrany přístrojové skříně.

### 7.5. Simulace účinnosti stínění – vnější bodový zdroj

Rozložení modelu pro simulaci účinnosti stínění s vnějším bodovým zdrojem je ukázáno na Obr. 7.12a). Jak již bylo řečeno výše, velikost oblasti modelu je 2x1 m, kdy přístrojová skříně je umístěna necentricky, ovšem v jejím středu je umístěn počátek

souřadnic. Bodový zdroj je umístěn v bodě  $[x_0; y_0] = [-1,45; 0]$  m, jde o bodový zdroj protákaný proudem 1 A v ose  $z$ . Velikost amplitudy zdroje může být zvolena libovolně (za předpokladu lineárního prostředí s permitivitou  $\varepsilon$  a permeabilitou  $\mu$ ), jelikož je vycházeno ze základní definice SE (případně GSE), tj. bude sledována intenzita elektrického pole v určitém bodě bez, následně se stínící skříní. V této úloze je řešena Helmholtzova rovnice ve tvaru:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \omega^2 \mu \varepsilon \mathbf{E} = 0. \quad (7-20)$$

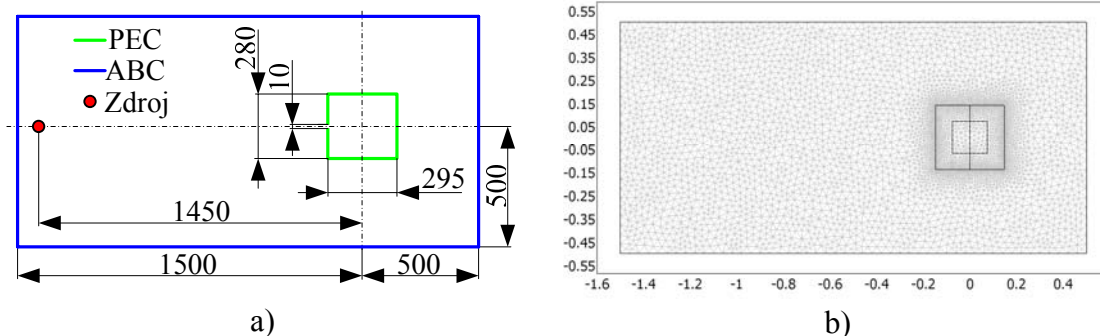
Stínící skříně byla modelována jako ideální vodič (PEC) s podmínkou  $\mathbf{n} \times \mathbf{E} = 0$ , hraniční podmínky modelu byly zvoleny dle přednastavené absorpční podmínky (ABC) pro cylindrický zdroj, které představují volný prostor pro vlnu šířící se ze zadaného bodu v prostoru:

$$\mathbf{n} \times (\nabla \times \mathbf{E}) - jkE_z = -jk(1 - \mathbf{kn})E_{0z}e^{-jk r}, \quad (7-21)$$

kde  $E_0$  je intenzita dopadající vlny ve směru  $\mathbf{k}$ . Poloměr  $r$  je definován:

$$r = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}. \quad (7-22)$$

Zobrazení diskretizační sítě pro simulaci s řezem skříně o rozměrech 295x280 mm je na Obr. 7.12b).



Obr. 7.12: Geometrie modelu a diskretizační síť modelu

V tomto a dalších následujících modelech (v kapitolách 7.6 a 7.7) byla zjišťována účinnost stínění uprostřed skříně, v bodě  $[0; 0]$  m. Jde o klasický přístup ke zjišťování SE, tj. podle rovnice (6-3). Dále byla účinnost stínění experimentálně počítána:

- jako křivkový integrál pro krátkou úsečku procházející středem skříně o délce  $l = 0,5 \cdot d$ , kde  $d$  je šířka krabice a je rovna  $d = 280$  mm (Obr. 7.13a)). V případě simulací v řezu 243x295 mm je šířka  $d = 243$  mm;
- jako křivkový integrál pro úsečku procházející středem skříně o délce  $d$  (Obr. 7.13b));

- jako plošný integrál pro plochu ležící uprostřed skříně s velikostí  $S = 0,5 \cdot S_0$  (Obr. 7.13c), kde  $S_0 = 295 \cdot 280 \text{ mm}^2$  je plocha řezu.. V případě simulací v řezu 243x295 mm je plocha  $S_0 = 295 \cdot 243 \text{ mm}^2$ ;
- jako plošný integrál pro celkovou plochu skříně  $S_0$  (Obr. 7.13d).

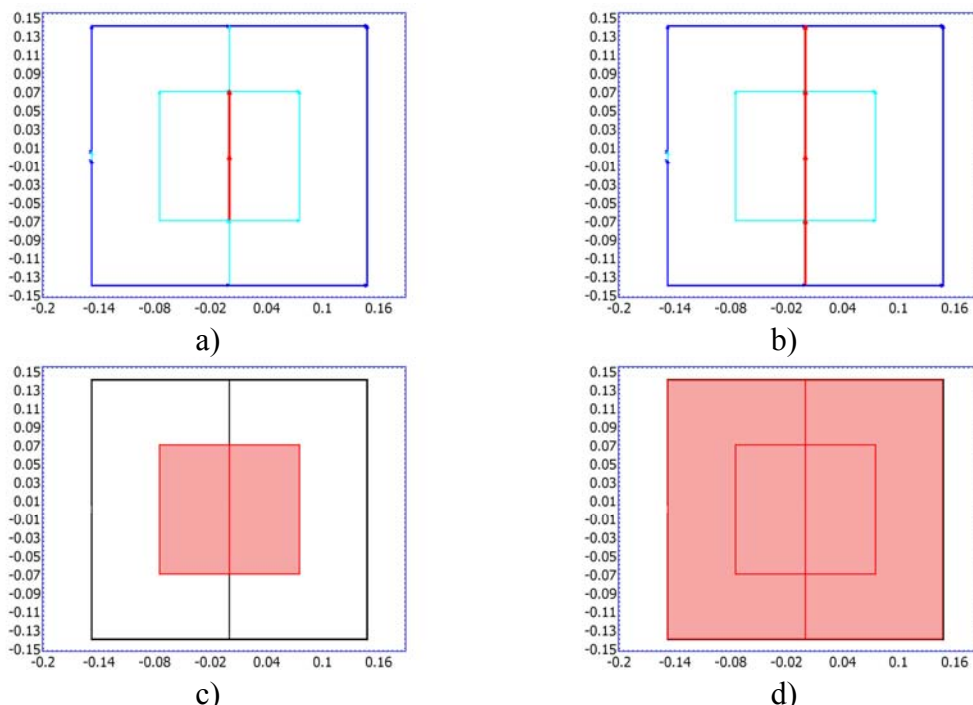
V těchto případech byla počítána účinnost stínění jako:

$$GSE = 20 \log \frac{\int_l E_1 dl}{\int_l E_2 dl} \text{ [dB]}, \quad (7-23)$$

pro úsečky, resp. pro plochy:

$$GSE = 20 \log \frac{\int_S E_1 dS}{\int_S E_2 dS} \text{ [dB]}. \quad (7-24)$$

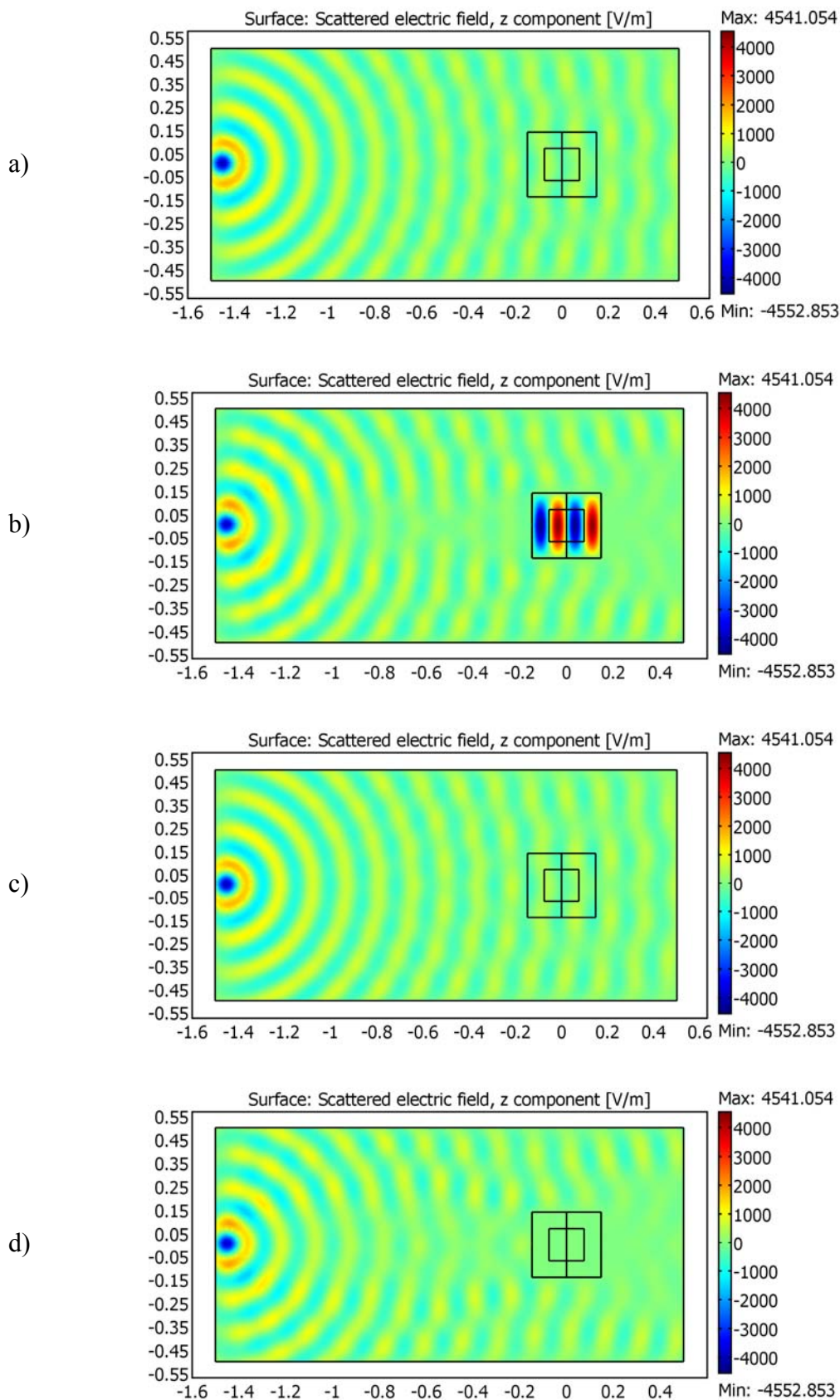
Pro výpočty byl použit modul vektoru elektrického pole – s ohledem na výsledky experimentálního měření, při kterém byla použita sonda měřící stejnou veličinu. Pro další výpočty byly použity složky pole  $E_z$ , dále druhá mocnina reálné složky vektoru  $E_z$ . Tyto výpočty byly použity pro omezení vlivu rezonancí skříně na účinnost stínění, jelikož klasická definice SE možné rezonance neošetřuje.



Obr. 7.13: Rozmístění pozorovacích hran a oblastí pro simulace účinnosti stínění

Ukázky výsledků simulací jsou na Obr. 7.14, v Příloze H je pak ukázána konvergence modelu, kde je vynesena energie modelu v závislosti na počtu stupňů volnosti.



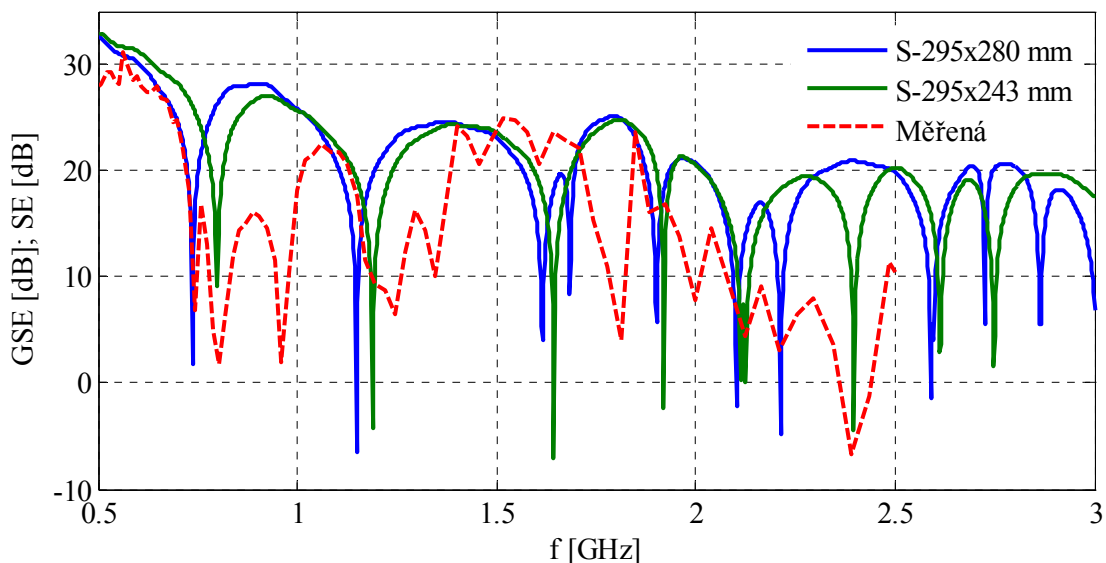


Obr. 7.14: Rozložení intenzity elektrického pole modelu s bodovým zdrojem: a) bez skříně ( $f = 2100$  MHz); b) se skříní ( $f = 2100$  MHz); c) bez skříně ( $f = 2095$  MHz); d) se skříní ( $f = 2095$  MHz)

V prvním případě se jedná o simulaci na kmitočtu 2100 MHz (odpovídá vidu  $TE_{231}$  na kmitočtu 1999,53 MHz), kde na Obr. 7.14a) je zobrazené rozložení intenzity elektrického pole v modelu bez skříně a Obr. 7.14b) je rozložení pole v modelu se skříní. Zde je patrná rezonance skříně, kdy maximální hodnota intenzity pole je přibližně dva a půl krát vyšší než intenzita pole bez skříně. Na Obr. 7.14c) a d) je ukázka totožného, jedná se ale o simulaci na kmitočtu 2095 MHz. V tomto případě nedochází k rezonanci skříně a taktéž hodnoty intenzity pole jsou téměř totožné.

### 7.5.1. Výsledky simulací s bodovým zdrojem

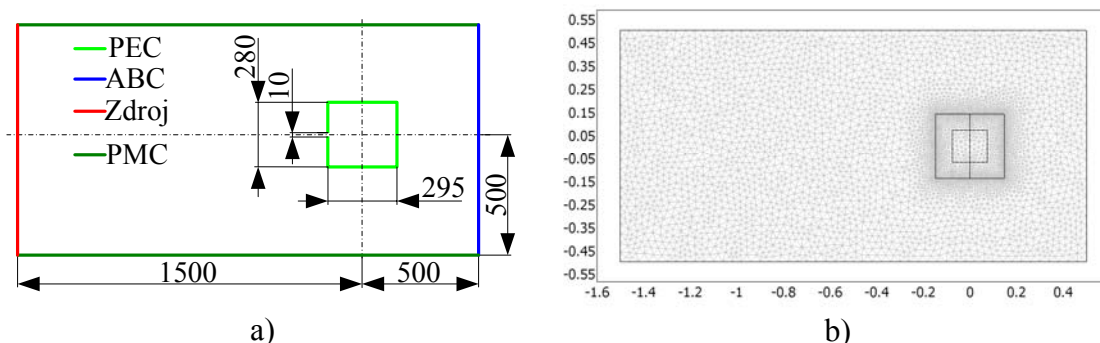
K nejlepší shodě při simulaci účinnosti stínění přístrojové skříně dochází při výpočtu plošného integrálu modulů intenzit elektrického pole přes oblast celé skříně. Zde je patrná shoda rezonančních kmitočtů, nicméně některé změřené rezonance nebyly při simulacích zachyceny. Krok při měření nebyl vhodně zvolen (2 %), také některé rezonance nebyly změřeny vůbec, či byly zkresleny umístěním měřicí sondy ve skříní, čímž sonda tvořila výplň skříně, a tudíž došlo k ovlivnění intenzity rezonancí. Ukázky dalších výsledku simulací s bodovým zdrojem jsou v Přílohách J a K.



Obr. 7.15: Simulace SE / GSE, výsledky simulací s bodovým zdrojem a naměřené hodnoty

### 7.6. Simulace účinnosti stínění – vnější rovinná vlna

Další simulace představují stínící skříně ozařovanou rovinnou vlnou, která je vyzařována z kratší hrany oblasti modelu (viz Obr. 7.16 a)) a dopadá kolmo na stínící skříně se štěrbinou, tj. nejhorší možný případ. Amplituda vlny byla nastavena na 1 V/m.

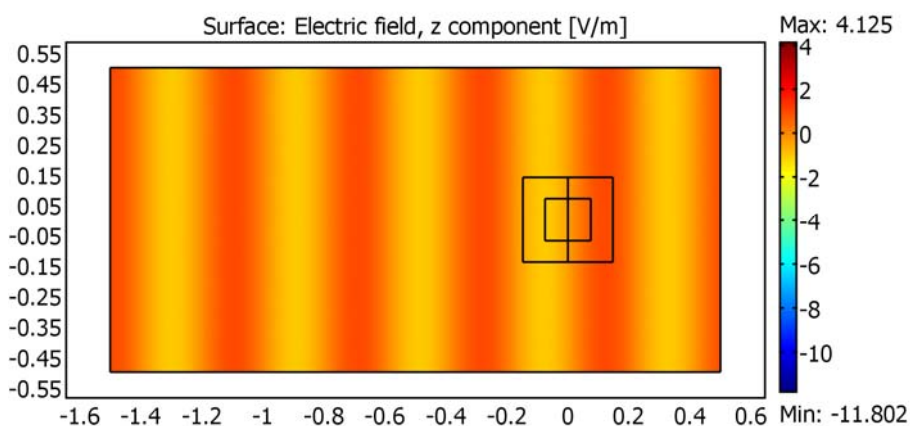


Obr. 7.16: Geometrie modelu a diskretizační síť modelu

Řešena byla stejná Helmholtzova rovnice (7-20) jako v kapitole 7.5, zde ovšem byly nastaveny jiné hraniční podmínky. První již zmíněná byla nastavena jako zdroj vyzařující rovinnou elektrickou vlnu o amplitudě intenzity 1 V/m, na protilehlou hraniční hranu byla aplikována absorpční podmínka (ABC):

$$\mathbf{n} \times (\nabla \times \mathbf{E}) - jkE_z = -jk(1 - \mathbf{kn})E_{0z}e^{-jk\mathbf{r}}, \quad (7-25)$$

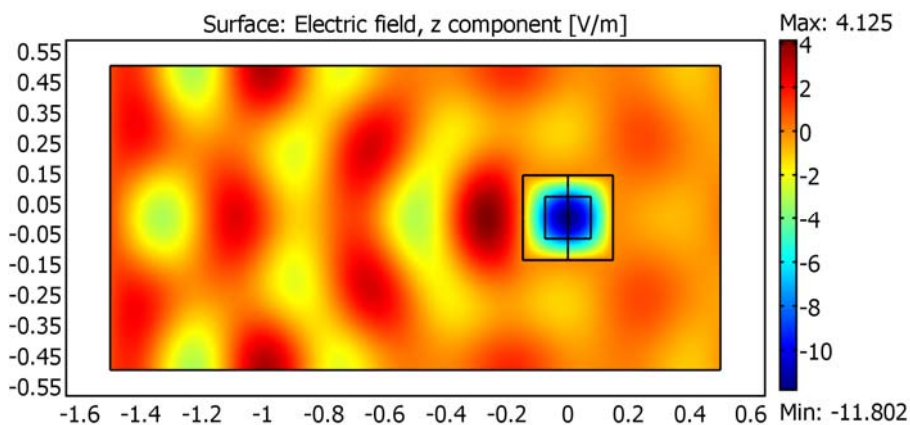
kde  $E_0$  je intenzita dopadající vlny ve směru  $\mathbf{k}$  a  $\mathbf{r}$  je vzdálenost od zdroje vyzařování. Na dlouhých hraničních hranách byla nastavena podmínka dokonalého magnetického vodiče  $\mathbf{n} \times \mathbf{H} = 0$  (PMC) a stěny krabice byly modelovány jako ideální vodiče s podmínkou  $\mathbf{n} \times \mathbf{E} = 0$  (PEC). Diskretizační síť modelu je na Obr. 7.16 b).



Obr. 7.17: Rozložení intenzity elektrického pole modelu s rovinnou vlnou bez stínící skříně,  $f = 738$  MHz

Zde byla účinnost stínění opět zkoumána jako podíl křivkových a plošných integrálů, stejně jako tomu bylo v předchozí kapitole 7.5, tj. platí vztahy (7-23) a (7-24).

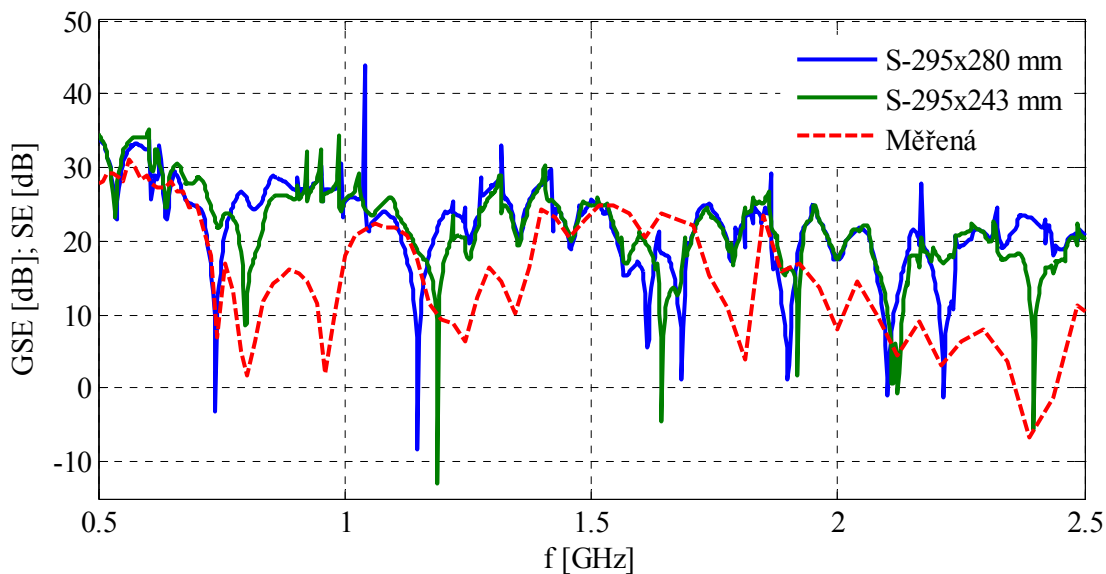
Obr. 7.17 ukazuje rozložení el. pole na kmitočtu 738 MHz, kde není umístěná stínící skříň, je zde pouze vyobrazená oblast, kde byly prováděny výpočty – je patrný průchod rovinné vlny skrz model, kdy vlna postupovala zleva doprava. Rozložení pole se skříní ukazuje Obr. 7.18, zde je patrná rezonance – vid  $TE_{110}$  (teoreticky na  $f = 738,6$  MHz).



Obr. 7.18: Rozložení intenzity elektrického pole modelu s rovinnou vlnou se stínící skříní,  $f = 738$  MHz

### 7.6.1. Výsledky simulací s vnější rovinnou vlnou

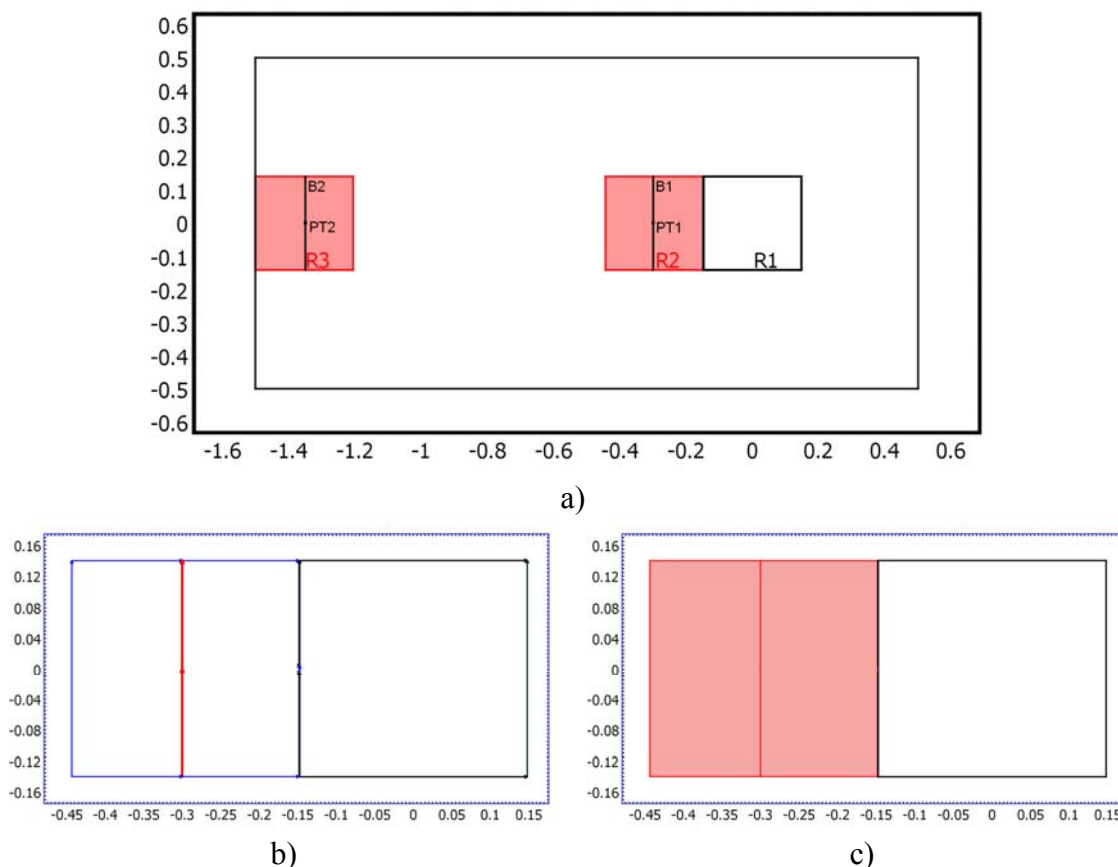
Na Obr. 7.19 je vyobrazena opět simulovaná účinnost stínění s měřením, stejně jako v předchozím případě se jedná o výpočet účinnosti stínění z plošných integrálů modulů intenzit elektrického pole velké oblasti. Lze se zde setkat se stejnými problémy, jako u simulací s bodovým zdrojem – tj. nezachycené rezonanční kmitočty při měření. Ukázky dalších výsledku simulací s vnější rovinnou vlnou jsou v Příloze L a M.



Obr. 7.19: Simulace SE / GSE, výsledky simulací s vnější rovinnou vlnou a naměřené hodnoty

### 7.7. Simulace účinnosti stínění – vnitřní zdroj

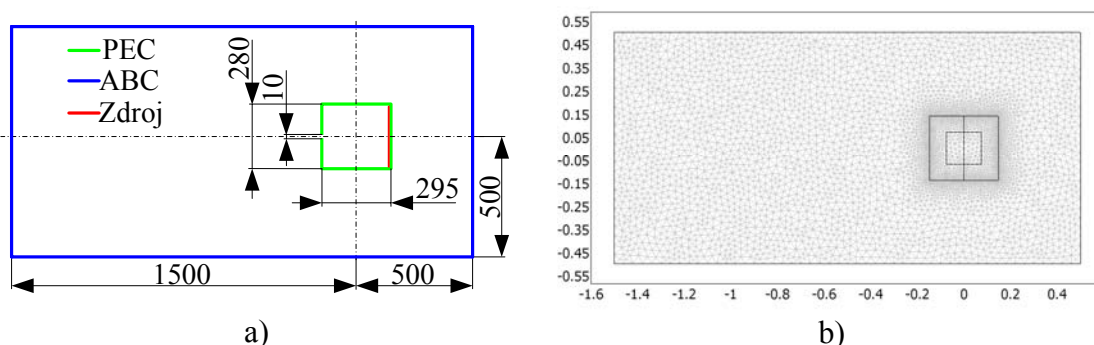
Posledním případem vyšetřování účinnosti stínění přístrojové skříně je model, ve kterém je zdroj vyzařování umístěn uvnitř skříně (viz Obr. 7.21a)). Zde se jedná o vyzařování rovinné vlny z vnitřní hrany skříně (protilehlé k hraně se štěrbinou). U tohoto modelu bylo také testováno, zda hraje roli vzdálenost pozorovací oblasti (přes kterou počítáme křivkový nebo plošný integrál) od zdroje vyzařování. Rozložení integračních hran a ploch je ukázáno na Obr. 7.20, kde na a) jsou patrné dvě oblasti R2 a R3 (oblasti pro výpočet plošných integrálů), ve kterých dále leží body pro simulace SE PT1 a PT2 (umístěné ve středech oblastí) a úsečky křivkových integrálů B1 a B2 (umístěné ve středu oblastí v ose  $x$ ). Rozměry oblastí jsou shodné, odpovídají vnitřním rozměrům stínící skříně. Oblast R2 leží těsně na stínící krabici, oblast R3 pak leží na hranici modelu. Na Obr. 7.20 b) a c) jsou pak ukázány detaily integračních oblastí (červeně).



Obr. 7.20: a) Rozložení integračních oblastí modelu s vnitřním zdrojem; b) detail úsečky pro křivkový integrál; c) detail oblasti pro plošný integrál

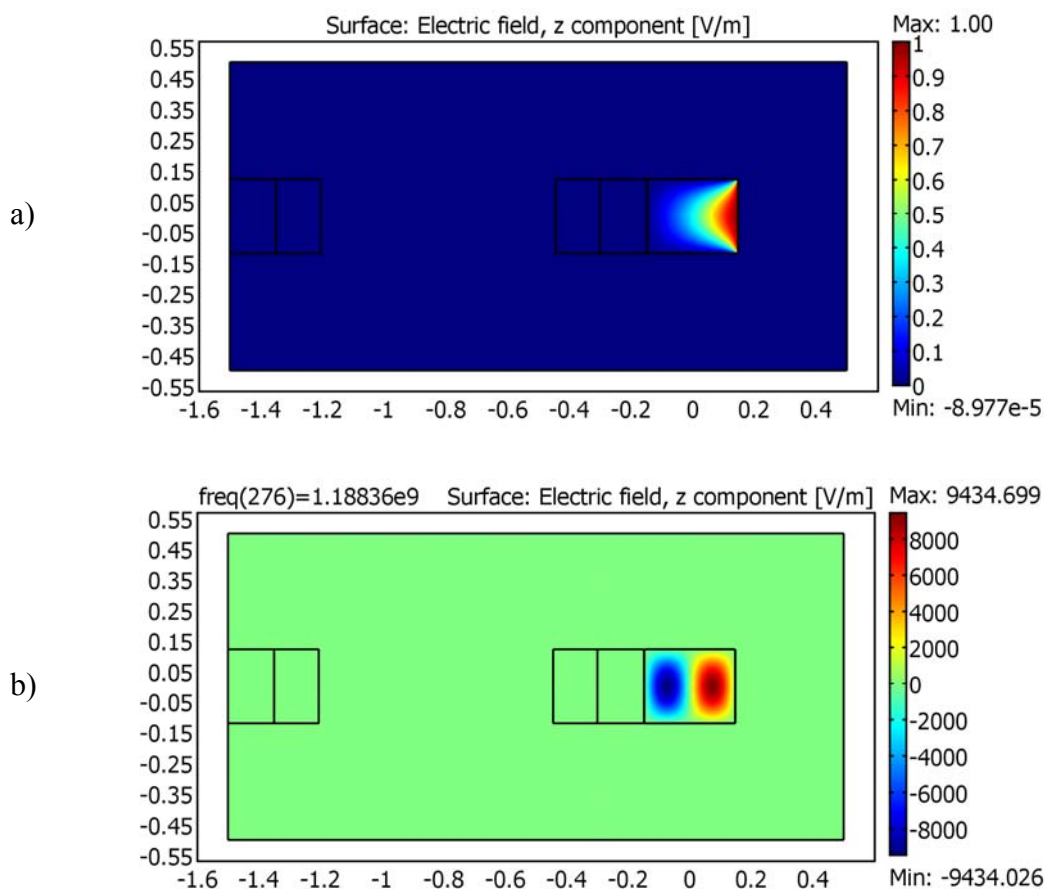
V tomto modelu byla opět řešena Helmholtzova rovnice (7-20), hraniční podmínky jsou ukázány na Obr. 7.21 a). Stěny krabice byly simulovány jako ideální vodiče s podmínkou  $\mathbf{n} \times \mathbf{E} = 0$  (PEC), nicméně z vnitřní hrany (protilehlé k hraně se štěrbinou)

byla vyzařována elektrická rovinná vlna o amplitudě intenzity pole 1 V/m. Na hraniční hrany modelu byly aplikovány absorpční podmínky (ABC) definované rovnicí (7-25).



Obr. 7.21: Geometrie modelu a diskretizační síť modelu

Ukázky výsledků simulací se stínící krabicí jsou na Obr. 7.22. Na Obr. 7.22a) se jedná o rozložení intenzity elektrického pole v modelu na kmitočtu 500 MHz, kdy nedochází k dutinové rezonanci skříně a vzhledem k rozměru štěrby neproniká pole mimo stínící krabici.

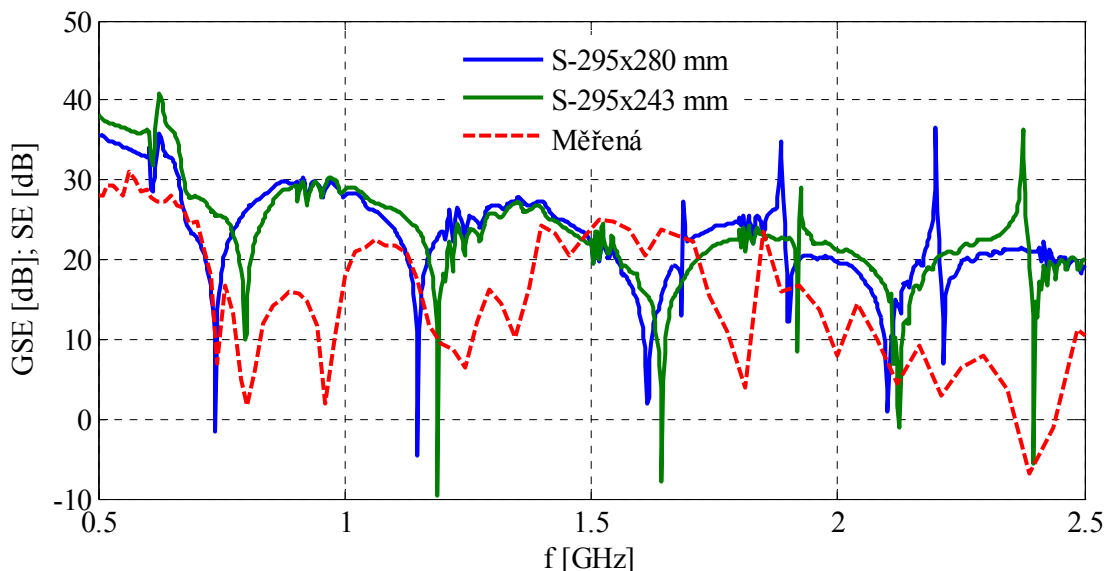


Obr. 7.22: Rozložení intenzity elektrického pole modelu s rovinnou vlnou:  
a)  $f = 500$  MHz; b)  $f = 1188,36$  MHz

Na Obr. 7.22b) je ukázáno rozložení intenzity elektrického pole v modelu, nyní na kmitočtu 1188,36 MHz, kdy dochází k dutinové rezonanci skříně – jedná se o vid  $TE_{201}$ , teoretický kmitočet je 1189,63 MHz.

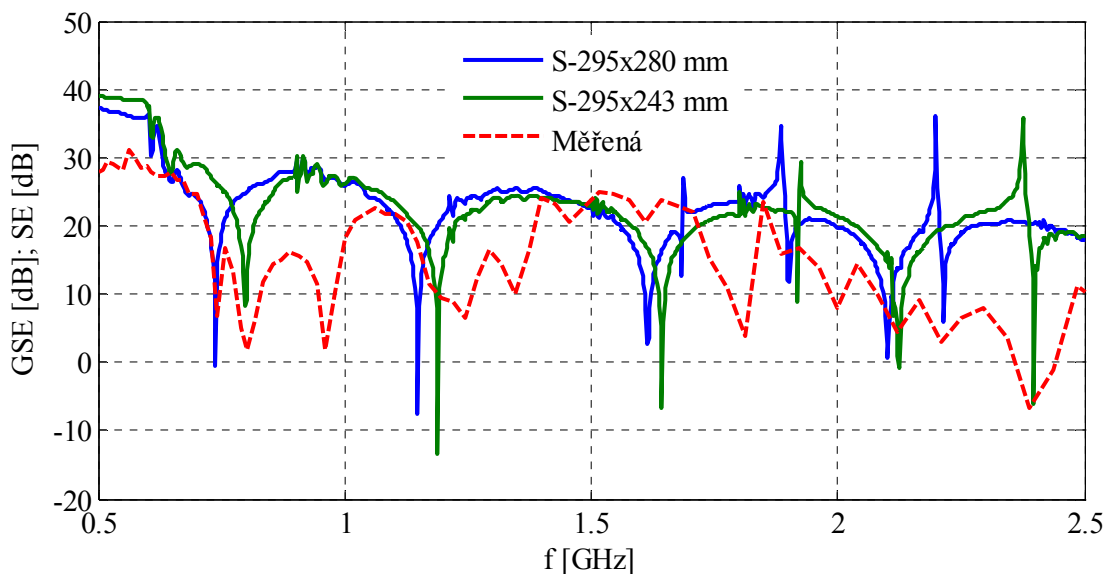
### 7.7.1. Výsledky simulací s vnitřním zdrojem

Z modelu s rovinnou vlnou vyzařovanou z vnitřní hrany skříně byly získány dvě sady výsledků simulací účinnosti stínění, a to pro blízké a vzdálené pozorovací oblasti. Z hlediska předchozích simulací z kapitol 7.5 a 7.6 by relevantnější měly být výsledky pro vzdálené pozorovací body. Na Obr. 7.23 jsou ukázány výsledky účinnosti stínění při výpočtu plošného integrálu modulů intenzit elektrického pole přes oblast vzdálené oblasti, na Obr. 7.24 pak stejné výsledky pro blízkou oblast. Stejně jako v předchozích případech se setkáváme s problémy nezachycením některých rezonančních kmitočtů při měření, které již byly diskutovány výše.



Obr. 7.23: Simulace SE / GSE, výsledky simulací s vnitřní rovinnou vlnou a naměřené hodnoty, vzdálená oblast

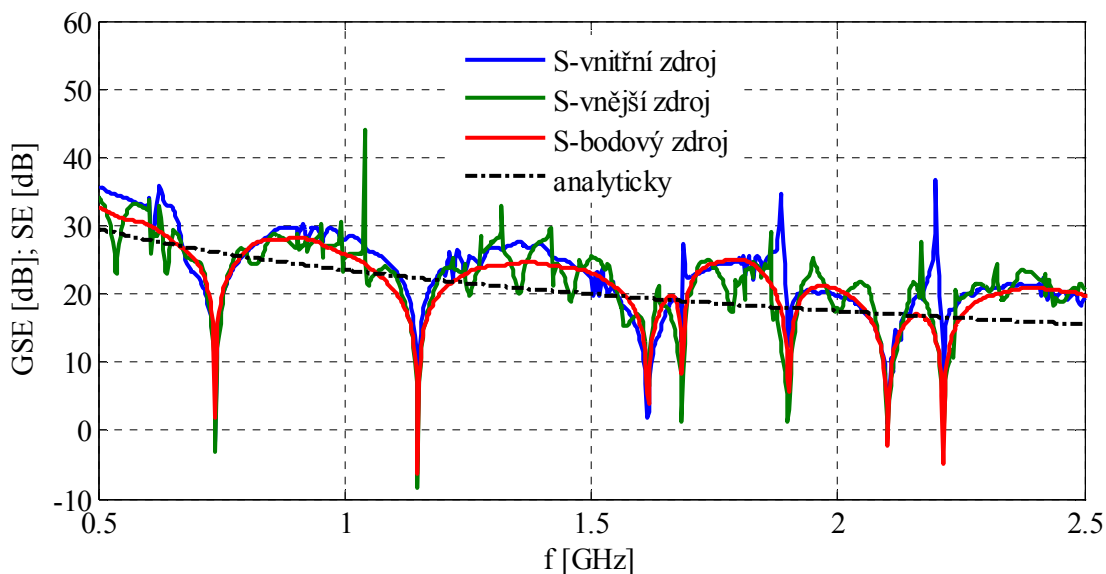
Rozdíly velikosti účinnosti stínění mezi vzdálenou a blízkou oblastí jsou zanedbatelné, průměrná hodnota pro vzdálenou oblast je 23,12 dB, pro blízkou oblast pak 22,48 dB, rozdíl je tedy 0,64 dB, což je průměrná chyba 2,8 %. K maximální chybě došlo na kmitočtu 1148 MHz (odpovídá rezonančnímu vidu  $TE_{210}$ , teoreticky na kmitočtu 1149,42 MHz), kde rozdíl hodnot činil 2,9 dB. Ukázky dalších výsledku simulací s bodovým zdrojem jsou v Přílohách O a P.



Obr. 7.24: Simulace SE / GSE, výsledky simulací s vnitřní rovinnou vlnou a naměřené hodnoty, blízká oblast

### 7.8. Shrnutí výsledků simulací účinnosti stínění

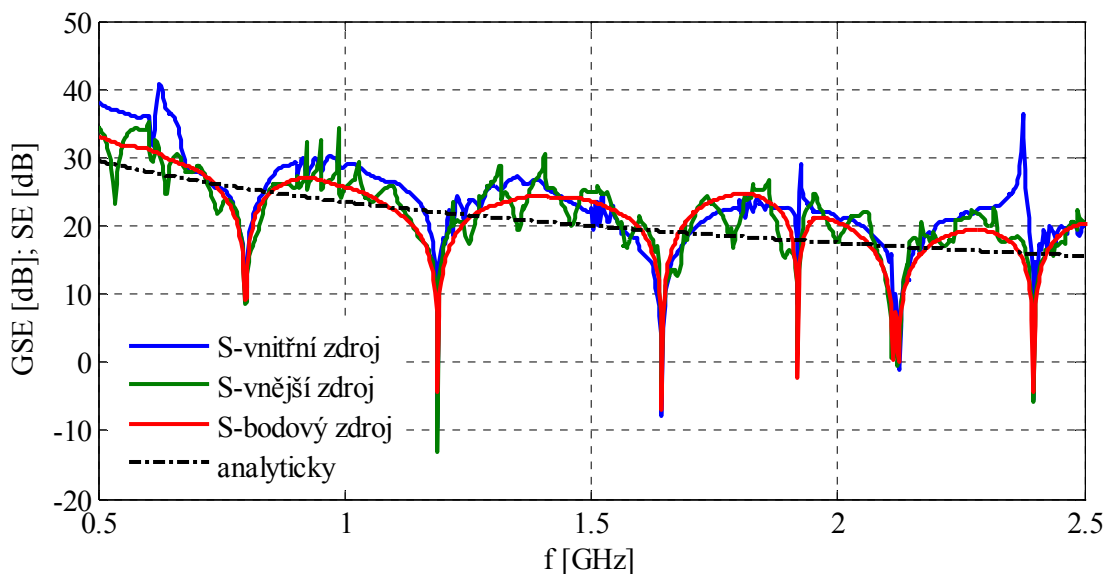
V kapitolách 7.5, 7.6 a 7.7 jsou ukázány výsledky vždy pro daný zdroj vyzařování. Zde bude ukázáno porovnání výsledků simulací mezi jednotlivými zdroji, navíc je v následujících grafech vynesena analyticky vypočtená hodnota účinnosti stínění kruhové štěrby dle vztahu (6-26). Pod jednotlivými obrázky jsou pak uvedeny průměrné hodnoty pro konkrétní zdroje vyzařování, Tabulka 7.1 pak shrnuje všechny hodnoty. Na Obr. 7.25 a Obr. 7.26 jsou zobrazeny výsledky simulací, které se nejvíce blíží hodnotám z experimentálního měření, kdy výpočet byl proveden dle vztahu (7-24).



Obr. 7.25: Simulace SE / GSE, rozměr 295x280mm, výpočet z  $E$

Průměrná hodnota pro vnitřní zdroj je 23,12 dB, vnější 21,9 dB a bodový 20,77 dB.





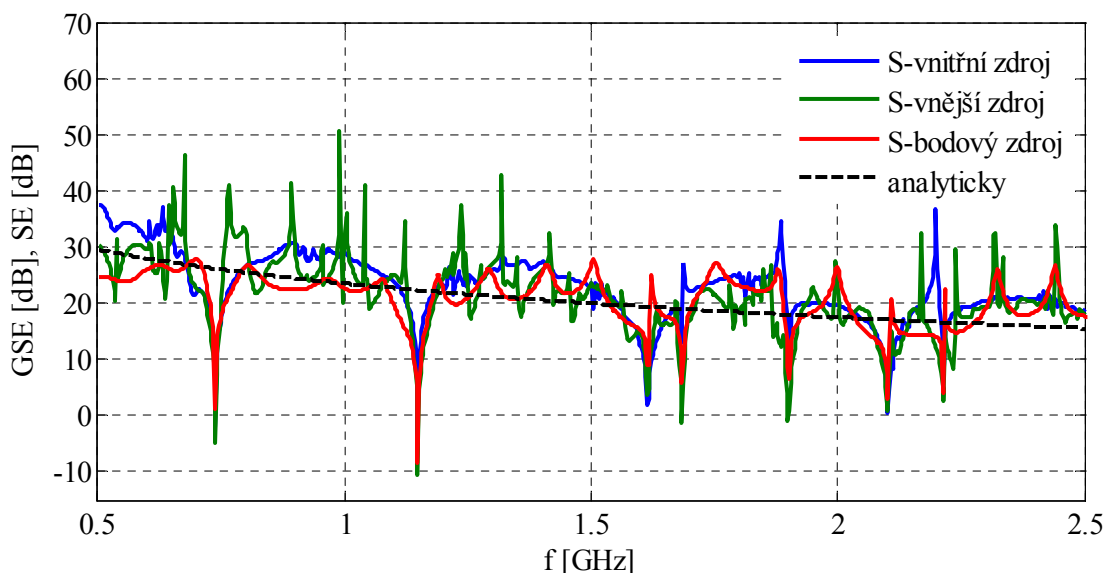
Obr. 7.26: Simulace SE / GSE, rozměr 295x243mm, výpočet z  $E$

Průměrná hodnota pro vnitřní zdroj je 23,45 dB, vnější 21,73 dB a bodový 20,74 dB.

Další dvojice obrázků (Obr. 7.27 a Obr. 7.28) představují vypočtenou globální účinnost stínění dle vztahu:

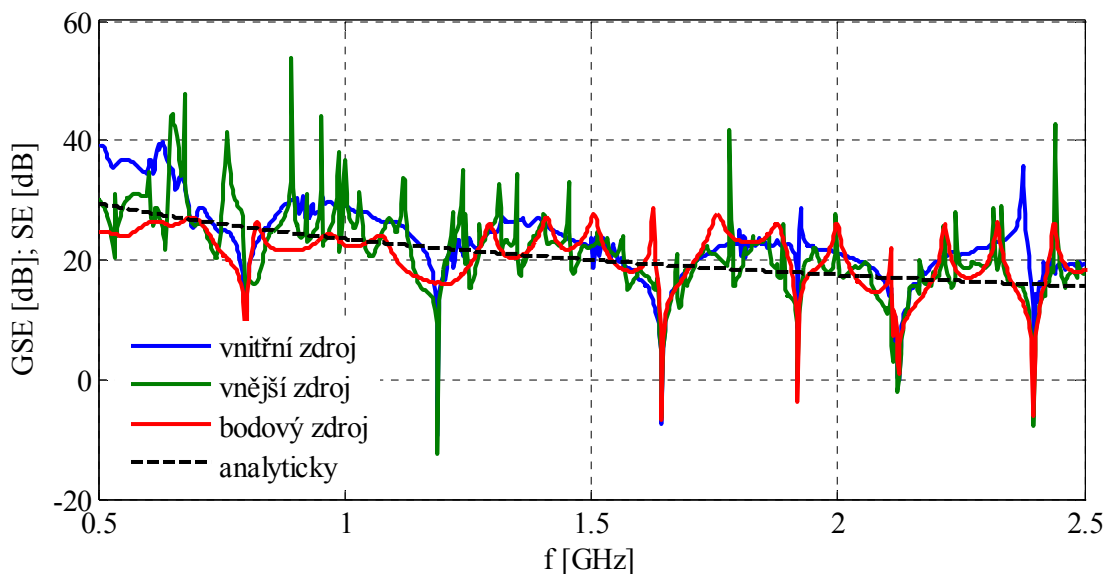
$$GSE = 10 \log \frac{\int_S (\operatorname{Re}\{E_1\})^2 dS}{\int_S (\operatorname{Re}\{E_2\})^2 dS} \quad [\text{dB}], \quad (7-26)$$

kde je využita druhá mocnina reálné složky elektrického pole, čímž je omezen vznik možných chyb při vyhodnocování účinnosti stínění.



Obr. 7.27: Simulace SE / GSE, rozměr 295x280mm, výpočet z  $(\operatorname{Re}\{E_z\})^2$

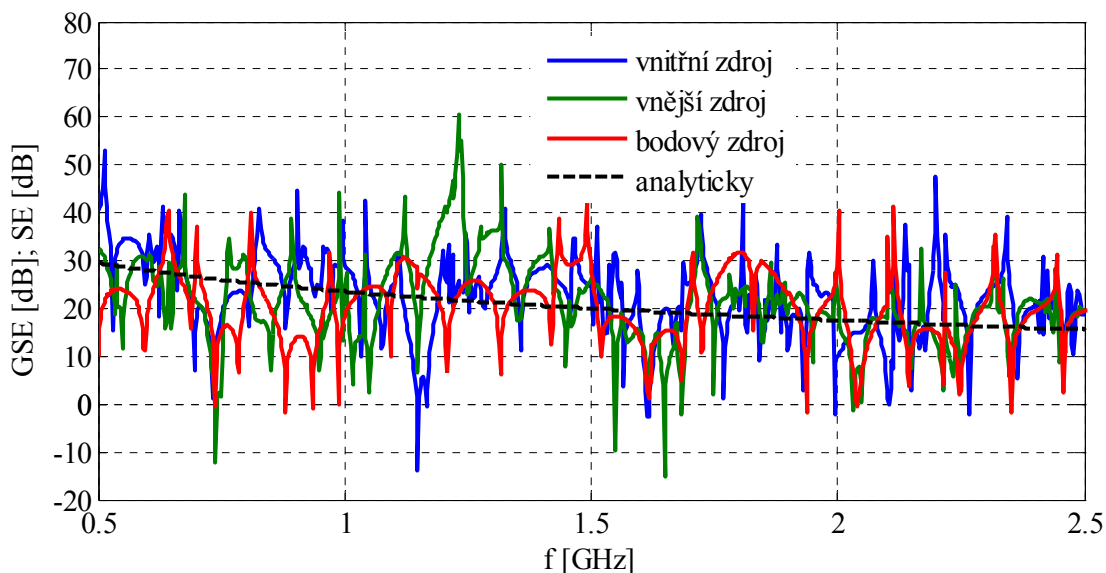
Průměrná hodnota pro vnitřní zdroj je 22,93 dB, vnější 21,34 dB a bodový 19,99 dB.



Obr. 7.28: Simulace SE / GSE, rozměr 295x243mm, výpočet z  $(\text{Re}\{E_z\})^2$

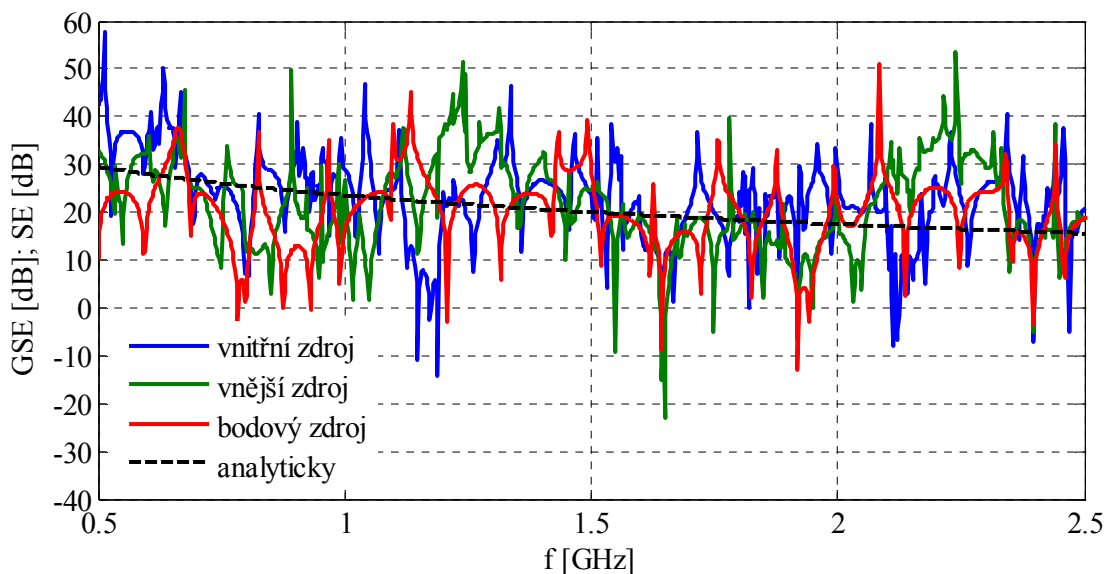
Průměrná hodnota pro vnitřní zdroj je 21,62 dB, vnější 21,31 dB a bodový 19,89 dB.

Jako nejméně vhodné se jeví výpočet účinnosti stínění ze složky elektrického pole  $E_z$  (Obr. 7.29 a Obr. 7.30) jelikož amplitudy těchto složek v jednotlivých uzlech diskretizační sítě jsou závislé na geometrickém umístění a kmitočtu (mohou být kladné i záporné).



Obr. 7.29: Simulace SE / GSE, rozměr 295x280mm, výpočet z  $E_z$

Průměrná hodnota pro vnitřní zdroj je 22,82 dB, vnější 21,27 dB a bodový 19,58 dB.



Obr. 7.30: Simulace SE / GSE, rozměr 295x243mm, výpočet z  $E_z$

Průměrná hodnota pro vnitřní zdroj je 23,04 dB, vnější 21,62 dB a bodový 19,81 dB.

Tabulka 7.1: Shrnutí numericky vypočtených hodnot účinnosti stínění

složka pole	rozměr [mm]	GSE [dB]		
		bodový zdroj	vnitřní zdroj	vnější zdroj
$E$	295x280	20,77	23,12	21,9
	295x243	20,74	23,45	21,73
$(\text{Re}\{E_z\})^2$	295x280	19,99	22,93	21,34
	295x243	19,89	21,62	21,31
$E_z$	295x280	19,58	22,82	21,27
	295x243	19,81	23,04	21,62

## 8. Závěr

Nedílnou součástí elektromagnetické kompatibility zařízení je jeho stínící kryt, jehož účelem je efektivně zamezit interferenci či naopak zvýšit susceptibilitu tohoto zařízení. Efektivitu stínícího krytu vyjadřuje veličina účinnost stínění (SE), která logaritmicky vyjadřuje poměr intenzit pole bez použití a s použitím stínění, jejíž definice je známa již od šedesátých let minulého století. V dnešní době se zdá tato definice jako nevhodná, jelikož nepostihuje vnitřní rezonance přístrojových skříní. Tyto rezonance jsou závislé na rozměrech skříně, jejich intenzita je dále ovlivněna výplní skříně. To přináší problémy při měření účinnosti stínění malých přístrojových skříní, kdy rozměry měřicích antén jsou srovnatelné s rozměry skříní. V takovýchto případech je měření značně ovlivněno. Jako vhodný prostředek pro eliminaci možných chyb, které provází výsledky měření, se jeví využití počítačových modelů založených na numerických metodách. Zde klasická definice účinnosti stínění opět selhává, jelikož je definována pro bodové intenzity v prostoru, jež jsou závislé na geometrii modelu a kmitočtu. Proto je nutné zabývat se novými pohledy na účinnost stínění, kdy je možné využití například integrace v modelu, která zohledňuje skutečné chování krytu. Definice s použitím integrace jsou nazývány globální účinnost stínění (GSE). Tato práce je zaměřena právě na zjišťování účinnosti stínění jak klasickými, tak novými definicemi účinnosti stínění.

Jedním z cílů této práce bylo ukázat vhodné numerické metody pro řešení elektromagnetických polí, které se následně dají využít pro modely účinnosti stínění. V kapitole 4. Metody pro řešení elektromagnetických polí jsou stručně popsány tyto metody, jedná se o metodu konečných diferencí, metodu konečných prvků a momentovou metodu. V této práci byl pro modelování zvolen software Comsol Multiphysics, který je založen na řešení parciálních diferenciálních rovnic metodou konečných prvků.

V další části práce jsou ilustrovány příklady chování vlnovodů různých tvarů s rozdílnou velikostí plochy průřezu či délky vlnovodu, kde vzorem pro řešení těchto problémů byl použit nepravidelný šestiboký vlnovod, použitý ve ventilační struktuře stíněné měřicí komory na ZČU v Plzni.

Zde se ukázalo (kapitola 6.5. Simulace kritických kmitočtů vlnovodů), že přepočtem vlnovodu jakéhokoliv tvaru – kde nejsou známy analytické vztahy pro výpočet parametrů – na kruhový vlnovod s ekvivalentní plochou průřezu – kde jsou naopak

známy analytické vztahy – způsobuje chybu při výpočtu kritického kmitočtu. V případě vzorového nepravidelného šestibokého vlnovodu je tato chyba průměrně -11,41 %. U pravidelného šestibokého vlnovodu s ekvivalentní plochou průřezu byla tato chyba nižší, průměrně -0,53 %, což je téměř zanedbatelné a lze říci, že je možné bez větších nepřesností využívat přepočtení na kruhový vlnovod s ekvivalentní plochou průřezu. Nicméně metoda přepočtení je nadále vhodná pro přibližné určení kritického kmitočtu vlnovodu jakéhokoli průřezu.

Velmi zajímavého výsledku bylo dosaženo při výpočtu kritických kmitočtů vlnovodů, kde byl zjišťován nejnižší vid vlnovodu (odpovídá kritickému kmitočtu). U vzorového nepravidelného šestibokého vlnovodu byl zjištěn vid  $TE_{01}$ , nikoliv vid  $TE_{11}$ , jak by se předpokládalo při přepočtení na ekvivalentní kruhový vlnovod.

Při simulacích účinnosti stínění jednotlivých vlnovodů v závislosti na jejich délce (kapitola 6.6. Simulace účinnosti stínění vlnovodů) došlo k nepřesným výsledkům simulací na nízkých kmitočtech (ve srovnání s analytickým vztahem) a to pravděpodobně v důsledku nedokonalé konvergence počítačového modelu, kdy nebylo možné z důvodu konečné hardwarové konfigurace řešit model s vyšším počtem stupňů volnosti.

Při výzkumu ventilačních struktur složených z podkritických vlnovodů byla zjištěna příčina vyšší účinnosti stínění překrývaných struktur, kdy dochází k zmenšení efektivní velikosti štěrby. U takové struktury se oproti jednoduché struktuře stejných rozměrů posune kritický kmitočet a tím dojde k navýšení účinnosti stínění.

V sedmé kapitole (Vliv technologických otvorů na účinnost stínění malých stínících skříní) byl proveden výzkum účinnosti stínění malé perforované plechové přístrojové (stínící) skříně, při kterém byly použity kromě klasických i nové přístupy k účinnosti stínění. Velikost této skříně je 295x280x243 mm, kdy štěrbina kruhového průřezu o poloměru 5 mm byla umístěna ve středu stěny o nejmenší možné ploše. Zde byly nejprve modelovány vnitřní rezonance skříně, především kvůli zjištění rezonančních kmitočtů, na kterých se v následných simulacích předpokládá ovlivnění účinnosti stínění přístrojové skříně.

Při numerických výpočtech byla počítána účinnost stínění v daném bodě prostoru, tj. dle klasické definice účinnosti stínění, dále byla počítána účinnost stínění přes křivkové a plošné integrály, které odpovídají definici globální účinnosti stínění. Pro výpočet SE a GSE byly využity moduly vektorů intenzity elektrického pole, případně pouze složka

pole v ose  $z$  anebo reálná část druhé mocniny této složky. Zde se ukázala nevhodnost využití klasické definice SE, jelikož intenzita elektrického pole v modelu je závislá na geometrickém umístění pozorovacího bodu s ohledem na kmitočet. Z tohoto důvodu je vhodné pro numerické modely vyžít GSE. Pro ověření tohoto poznatku byly provedeny další simulace, při kterých byly pro výpočet GSE použity výpočty křivkových a plošných integrálů různých délek či obsahů. Zde se jeví jako nejlepší výpočet plošného integrálu modulů intenzit v celé oblasti modelu skříně, při kterém jsou eliminovány výkyvy amplitudy elektrického pole při vnitřních rezonancích skříně. S ohledem na integrovanou veličinu je nejméně vhodné použití složky elektrického pole v ose  $z$ , kde je opět patrná geometrická závislost na poloze a kmitočtu.

Pro ověření účinnosti stínění skříně byly modely provedeny ve třech situacích:

- s bodovým zdrojem umístěným vně skříně,
- s TE vlnou, jež ozařuje skřín z vnější strany,
- s TE vlnou vyzařovanou z vnitřní hrany skříně.

Zde se vždy jednalo o nejhorší možný případ, kdy elektrická vlna dopadala kolmo na štěrbinu. Rozdíly v účinnosti stínění mezi jednotlivými situacemi jsou velmi malé a ilustrují vhodný přístup při návrhu modelů.

Výsledky počítačových numerických modelů byly podpořeny měřením přístrojové skříně, při kterém byla ověřována nová metodika měření účinnosti stínění v akreditované laboratoři ZČU v Plzni kolegou Ing. Miroslavem Hromádkou.

Závěrem je možné říci, že numerické modely s novými pohledy na definici účinnosti stínění jsou velmi vhodným prostředkem při návrhu stínících krytů zařízení, kde není velmi často možné provést měření účinnosti stínění a to především z hlediska rozměrů těchto zařízení. Současným problémem numerických modelů jsou především hardwarové prostředky, které omezují řešení modelů s větším počtem stupňů volnosti a tím větší přesností. Možným zlepšením tohoto problému je implementace nových, adaptivních metod konečných prvků.

### **Směr budoucího výzkumu daného tématu**

Směr dalšího výzkumu v oblasti účinnosti stínění by mohl být určen následujícími body, které je nutné dále řešit:

- klasická definice účinnosti stínění, jež se opírá o nekonečně velkou stínící plochu s případnou štěrbinou, na kterou dopadá ideální elektromagnetická vlna, není vhodná pro přístrojové skříně (uzavřené objekty obecně), jelikož zde

neplatí uniformita šíření elektromagnetických vln, ale může zde docházet k vnitřním rezonancím, které snižují účinnost stínění.

- Z předchozího bodu vyplývá otázka, zda je možné, že štěrbina se chová jako anténa vykazující zisk až několik desítek decibelů, což vzhledem k rozměrům štěrbiny a vlnové délce není možné. Účinnost stínění v takovýchto případech je tedy záporná.

Shrnutím výše uvedených bodů je, že by bylo vhodné najít nový pohled na účinnost stínění malých přístrojových (stínících) skříní nejen pro numerické modely, ale i pro potřeby měření.

## Literatura

- [1] Lyons, W.: *Experiments on Electromagnetic Shielding at Frequencies between One and Thirty Kilocycles*. Proceedings of the Institute of Radio Engineers, ročník 21, číslo 4, s. 574 – 590. 1933. ISSN : 0731-5996.
- [2] Anderson, A.R.: *Cylindrical Shielding and Its Measurement at Radio Frequencies*. Proceedings of the IRE, ročník 34, číslo 5, s. 312 – 322. 1946. ISSN: 0096-8390.
- [3] Hill, E.: *The shielding of radio waves by conductive coatings*. *Antennas and Propagation*, IRE Transactions on Antennas and Propagation, ročník 3, číslo 2. s. 72 – 76. 1955. ISSN: 0096-1973.
- [4] Miller, D.A.; Bridges, J.E.: *Geometrical Effects on Shielding Effectiveness at Low Frequencies*. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, ročník 8, číslo 4. s. 174 – 186. 1966. ISSN: 0018-9375.
- [5] Ryan, Cornelius M.: *Computer Expression for Predicting Shielding Effectiveness for the Low-Frequency Plane Shield Case*. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, ročník 9, číslo 2. s. 83 – 94. 1967. ISSN: 0018-9375.
- [6] Bannister, P.R.: *New Theoretical Expressions for Predicting Shielding Effectiveness for the Plane Shield Case*. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, ročník 10, číslo 1. s. 2 – 7. 1968. ISSN: 0018-9375.
- [7] Cooley, W.W.: *Low-Frequency Shielding Effectiveness of Nonuniform Enclosures*. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, ročník 10, číslo 1. s. 34 – 43. 1968. ISSN: 0018-9375.
- [8] Bridges, J.E.: *Proposed Recommended Practices for the Measurement of Shielding Effectiveness of High-Performance Shielding Enclosures*. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, ročník 10, číslo 1. s. 82 – 94. 1968. ISSN: 0018-9375.
- [9] *IEEE Recommended Practice for Measurement of Shielding Effectiveness of High-Performance Shielding Enclosures*. IEEE. 1969. E-ISBN: 0-7381-4360-X.
- [10] Gravelle, L.B.; Costache, G.I.: *Finite element method applied to shielding performance of enclosures*. IEEE 1988 International Symposium on Electromagnetic Compatibility. s. 69 – 72. 1988.



- [11] Mayer, D.: *Teorie elektromagnetického pole*. 3. vydání. Západočeská univerzita v Plzni, Plzeň 2001. ISBN: 80-7082-826-9.
- [12] Sadiku, Matthew N.O.: *Numerical techniques in electromagnetics*. CRC Press LLC, 2001, ISBN 0-8493-1395-3.
- [13] Archambeault, B.; Ramahi, O.M.; Brench, C.: *EMI/EMC Computational Modeling Handbook*. Kluwer Academic Publisher, 1997, ISBN 0-412-12541-2.
- [14] Jianming Jing: *The Finite Element Method in Electromagnetics*. John Wiley & Sons, Inc., New York, 2002, ISBN 0-471-43818-9.
- [15] Macháč, J.; Novotný, K.; Škvor, Z.; Vokurka, J.: *Numerické metody v elektromagnetickém poli*. Skripta ČVUT, Praha, 2003.
- [16] Navara, M.; Němeček, A.: *Numerické metody*. Skripta ČVUT, Praha, 2005.
- [17] *Stránky Comsol Multiphysics*: <<http://comsol.com/>>. [cit. 2009-03-16].
- [18] Chatterton, P.A.; Houlden, M.A.: *EMC Electromagnetic Theory to Practical Design*. John Wiley & Sons Ltd. Chichester 1992. ISBN: 0-471-92878-X.
- [19] 299 – 2006 IEEE Standard Method for Measuring the Effectiveness of Electromagnetic Shielding Enclosures. Rev.299 – 1997. New York 2007. ISBN 0-7381-5215-3.
- [20] Clayton, R. Paul: *Introduction to Electromagnetic Compatibility*. 2<sup>nd</sup> edition. John Wiley & Sons Inc.. New Jersey 2006. ISBN: 0-471-75500-1.
- [21] Celozzi, S.; Araneo, R.; Lovat, G.: *Electromagnetic Shielding*. John Wiley & Sons Inc.. New Jersey 2008. ISBN: 978-0-470-05536-6.
- [22] Celozzi, S.: *New Figures of Merit for the Characterization of the Performance of Shielding Enclosures*. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 46, No.1. February 2004. ISSN: 0018-9375.
- [23] Araneo, R.; Celozzi, S.: *Actual Performance of Shielding Enclosures*. 2004 International Symposium on Electromagnetic Compatibility. Vol. 2. 9-13 Aug. 2004. ISBN: 0-7803-8443-1.
- [24] Tichý, M.: *Vysokofrekvenční elektrotechnika* [online]. [cit. 2011-07-11]. Dostupné z <<http://physics.mff.cuni.cz/kf/skripta/vf-elektronika/>>.
- [25] *Rectangular & Circular Waveguide: Equations & Fields* [online]. [cit. 2011-07-10]. Dostupné z <<http://www.rfcafe.com/references/electrical/waveguide.htm>>.
- [26] Hemming, L.H.: *Applying The Waveguide Below Cut-off Principle To Shielded Enclosure Design*. Electromagnetic Compatibility, 1992. Symposium Record.,

- IEEE 1992, International Symposium on Electromagnetic Compatibility, 17-21 Aug 1992. s. 287 – 289. ISBN: 0-7803-0713-5.
- [27] Lee, K.W.; Cheong, Y.C.; Hong, I.P.; Yook, J.G.: *Design Equation of Shielding Effectiveness of Honeycomb* [online]. 2005. [cit. 2011-07-10]. Dostupné z <<http://ap-s.ei.tuat.ac.jp/isapx/2005/pdf/1A1-5.pdf>>.
- [28] Orfanidis, S. J.: *Electromagnetic waves and antenna* [online]. c2002, Last revision 2010-08-31 [cit. 2011-07-19]. Dostupné z <<http://eceweb1.rutgers.edu/~orfanidi/ewa/>>.
- [29] Collin, R. E.: *Field Theory of Guided Waves*. 2<sup>nd</sup> edition. The Institute of Electrical and Electronics Engineers, Inc.. New Yor 1991. ISBN: 0-87942-237-8.
- [30] Series 8200 EMI Shielded Fan Vents [online]. [cit. 2011-08-24]. Dostupné z <<http://www.tech-etch.com/shield/8200series.html>>.
- [31] ČSN EN 61000-5-7. *Elektromagnetická kompatibilita (EMC) – Část 5-7: Směrnice o instalacích a zmírňování vlivů – Stupně ochrany kryty proti elektromagnetickým rušením (EM kód)*. Český normalizační institut, Praha, 2001, 28 stran.
- [32] Innovative EMI shielding solutions – Honeycomb vents [online] , [cit. 2011-09-13]. Dostupné z <<http://www.faradaycages.com/userfiles/File/pdf/doc.pdf>>.
- [33] IEEE Std 299<sup>TM</sup>-2006. *IEEE Standard Method for Measuring the Effectiveness of Electromagnetic Shielding Enclosures*. IEEE New York, 2007. ISBN: 0-7381-5215-3.
- [34] Williams, T.: *EMC for Product Designers*. 2<sup>nd</sup> edition. Reed Education and Professional Publishing Ltd. Oxford 1996. ISBN: 0-7506-2466-3.
- [35] Weston, D.A.: *Electromagnetic Compatibility: Principles and Applications*. 2nd ed., rev. and expanded. Marcel Dekker Inc. New York 2001. ISBN: 0-8247-8889-3.

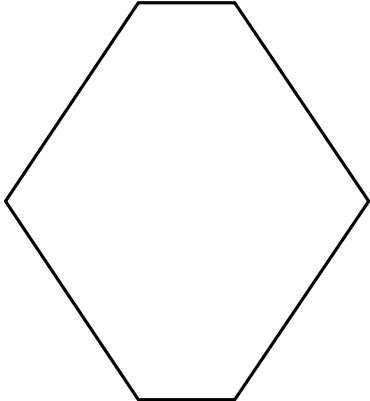
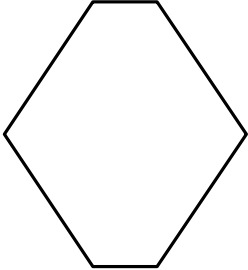
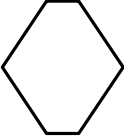


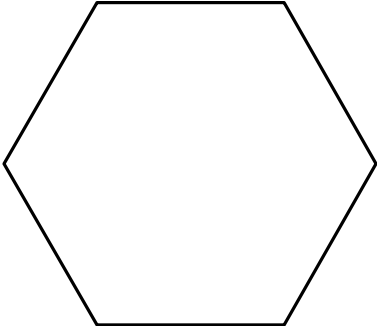
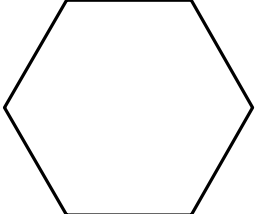
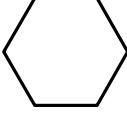


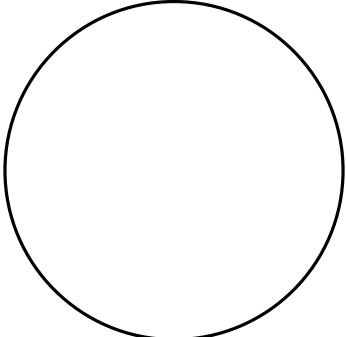
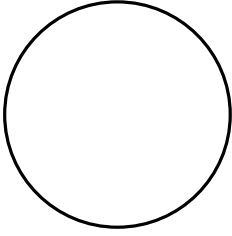
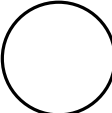


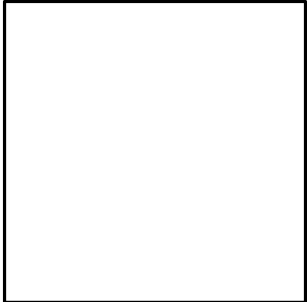
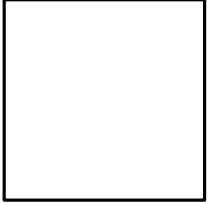
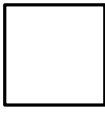


## Vlastní publikace a výstupy

- [36] Kubík Z.: *Modul spínaného výkonového zesilovače pro zvukové aplikace*. Elektrotechnika a informatika 2006. Část 2., Elektronika. Západočeská univerzita v Plzni, Plzeň 2006. s 49-52. ISBN: 80-7043-473-2.
- [37] Kubík Z.: *Modelovací metody v elektromagnetické kompatibilitě*. Elektrotechnika a informatika 2007. Část 2., Elektronika. Západočeská univerzita v Plzni, Plzeň 2007. s 45-48. ISBN: 978-80-7043-571-7.
- [38] Kubík Z.: *Modelování elektromagnetického stínění pomocí MKP*. Elektrotechnika a informatika 2008. Část 2., Elektronika. Západočeská univerzita v Plzni, Plzeň 2007. s 67-70. ISBN: 978 978-80-7043-701-8.
- [39] Skála J., Kubík Z., Novotný P.: *Řídící mikro počítač s vysokou odolností proti elektromagnetickému rušení*. Západočeská univerzita v Plzni, 2009. <G>
- [40] Skála J., Kubík Z., Kasal J.: *Software pro řešení problematiky elektromagnetické kompatibility*. Západočeská univerzita v Plzni, 2009. <R>
- [41] Kubík Z.: *Modelování procesorového chladiče pomocí metody konečných prvků*. Elektrotechnika a informatika 2009. Část 2., Elektronika. Západočeská univerzita v Plzni, Plzeň 2009. s 91-94. ISBN: 978-80-7043-809-1.
- [42] Kubík Z.: *Měření elektromagnetické interference DC/DC měničů*. Elektrotechnika a informatika 2010. Část 2., Elektronika. Západočeská univerzita v Plzni, Plzeň 2010. s 89-92. ISBN: 978-80-7043-914-2.
- [43] Skála J., Kubík Z., Chramosta M.: *Dálkové měření toku elektrické energie v jednofázové síti*. Západočeská univerzita v Plzni, 2010. <G>
- [44] Holík M.; Kraus V.; Georgiev V.; Skála J.; Kubík Z.; Hromádka M.; Jakůbek J.; Granja C.: *Influence of electromagnetic interference on the analog part of hybrid pixel detectors*. Journal of Instrumentation, číslo 6, ročník 2011, ISSN: 1748-022.
- [45] Kubík Z., Skála J.: *Měření a testování odolnosti přepětových ochran RAYCAP nestandardními testy ve zkušebně vvn KEE ZČU Plzeň*. Vyzvaná přednáška na semináři K aktuálním problémům zabezpečovací techniky v dopravě VI, Plzeň 2011.
- [46] Kubík Z., Skála J.: *Industrial DC/DC converters in terms of EMC*. CPE 2011 - 7th International Conference - Workshop CPE 2011 Compatibility and Power Electronics. Tallin University of Technology, 2011.s. 295-298. ISBN: 978-4244-8804-9

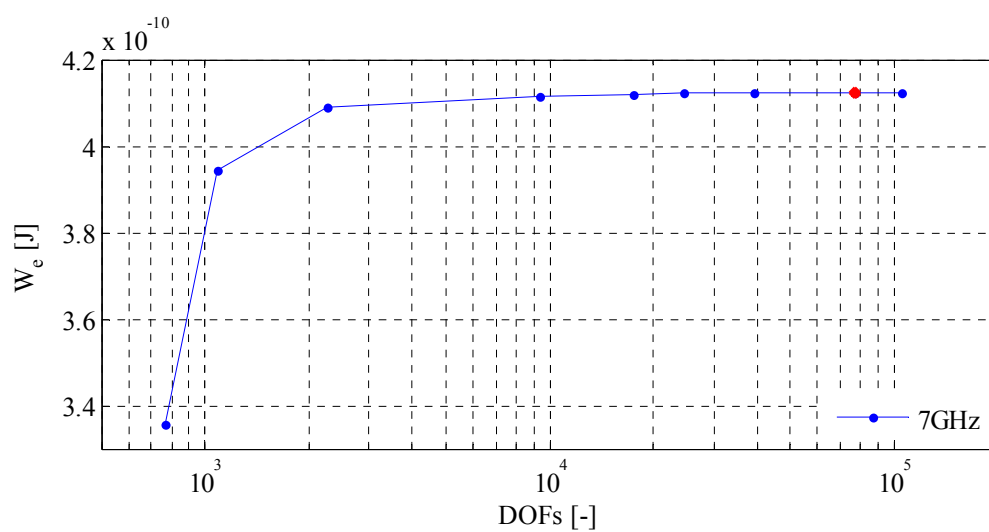
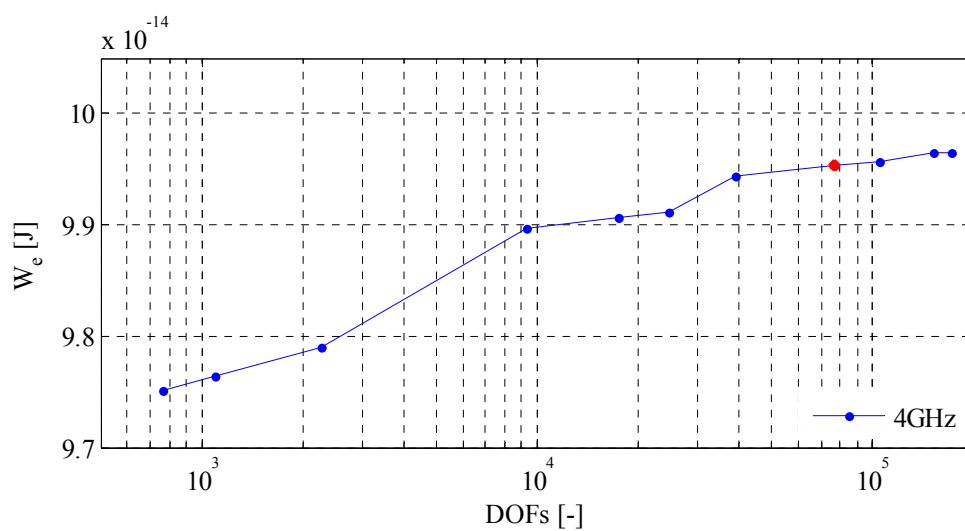
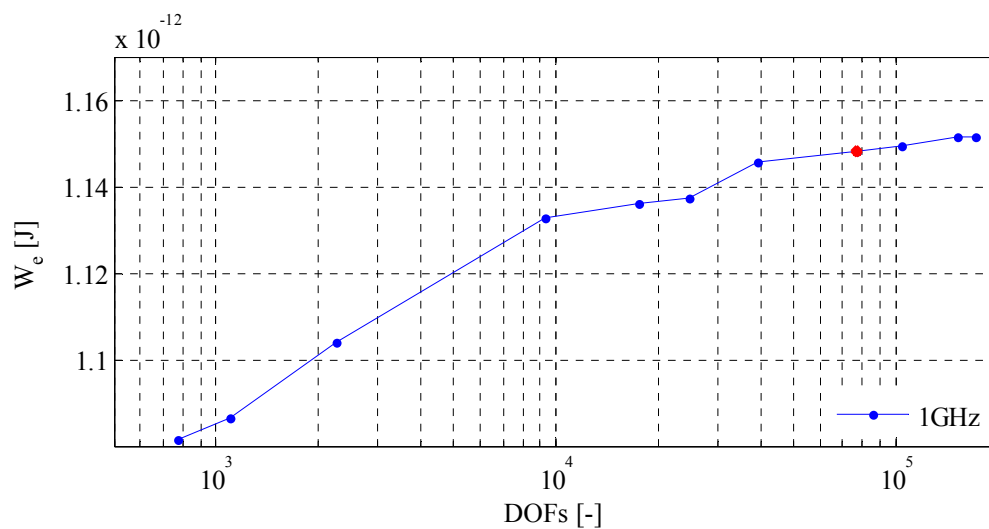
- [47] Kubík Z., Skála J.: *PSpice simulation of normalized and unnormalized varistor tests*. 2011 International Conference on Applied Electronics. Západočeská univerzita v Plzni, 2011. s. 209-212. ISBN: 978-80-7043-987-6.
- [48] Kubík Z.: *Simulace účinnosti stínění podkritických vlnovodů pomocí metody konečných prvků*. Elektrotechnika a informatika 2011. Část 2., Elektronika. Západočeská univerzita v Plzni, Plzeň 2011. s 69-72. ISBN: 978-80-261-0015-7.
- [49] Kubík Z., Skála J.: *Měření a simulace odolnosti varistorů standardními a nestandardními testy*. Electroscopie, číslo3, rok 2011, ISSN: 1802-4564.

Poznámka: dle klasifikace RIV, G – Funkční vzorek; R – Software

## Příloha A – Velikosti průřezů vlnovodů

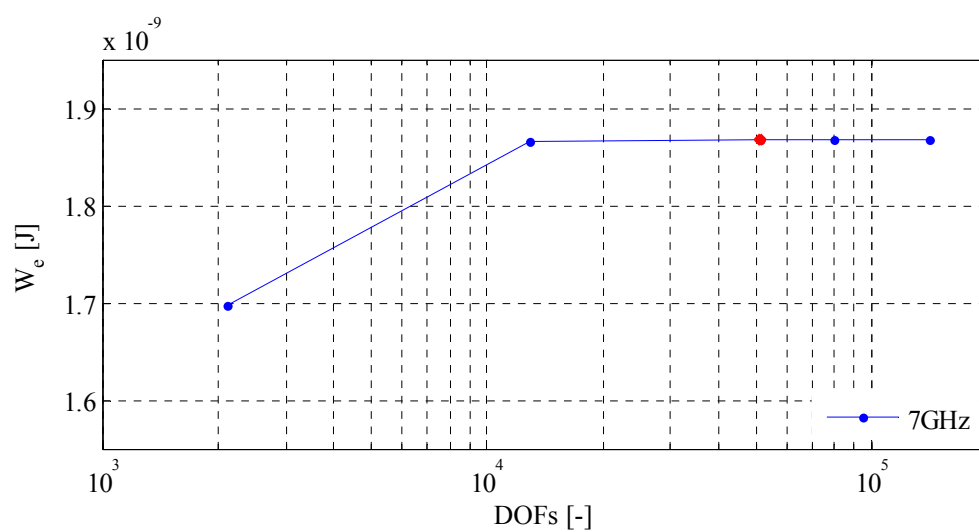
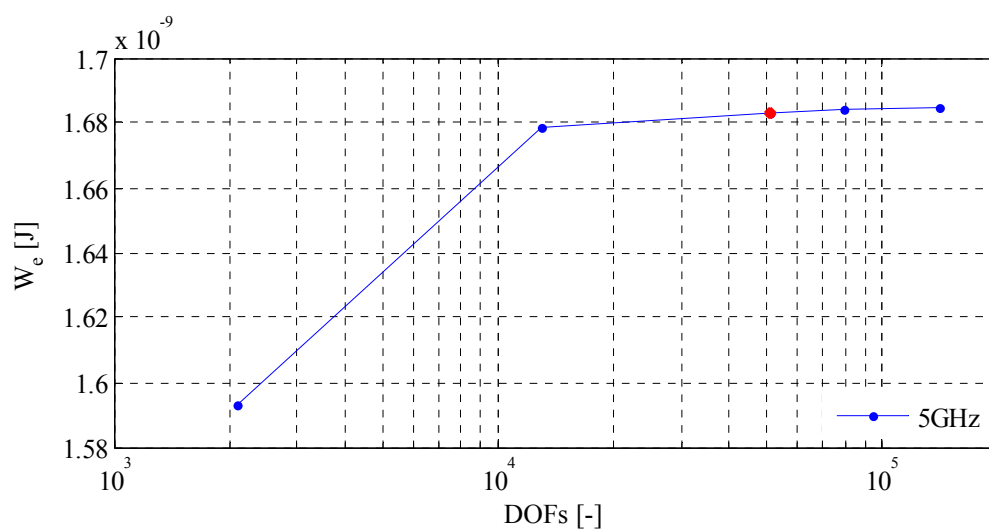
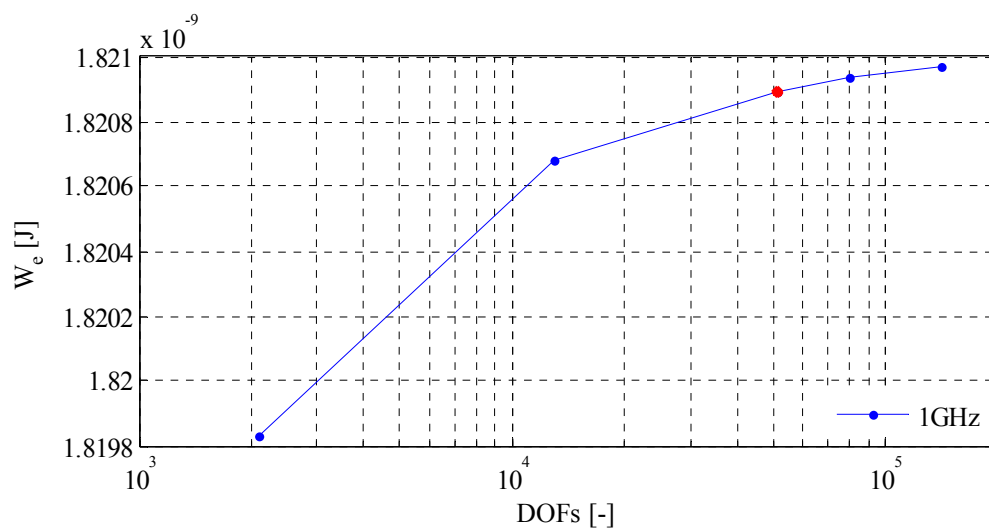
$\frac{S}{S_0} = 1,5$	$\frac{S}{S_0} = 1$	$\frac{S}{S_0} = 0,5$	$\frac{S}{S_0} = 0,25$	$\frac{S}{S_0} = 0,1$
				
				
				
				

## Příloha B – Konvergence simulace $f_c$ šestibokého vlnovodu



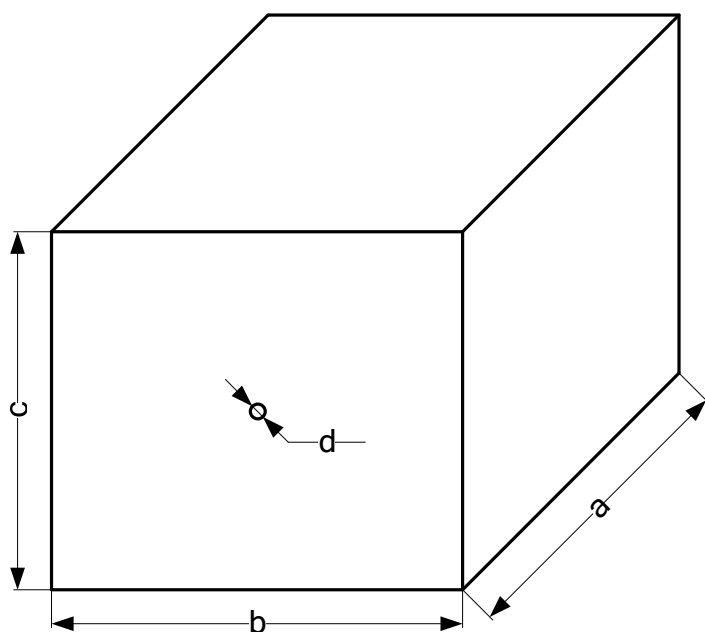
Poznámka: červený bod představuje počet stupňů volnosti při výpočtu

## Příloha C – Konvergence simulace SE šestibokého vlnovodu



Poznámka: červený bod představuje počet stupňů volnosti při výpočtu

## Příloha D – Rezonanční kmitočty přístrojové skříně



Rozměry krabice:

a = 295 mm

b = 280 mm

c = 243 mm

d = 10 mm

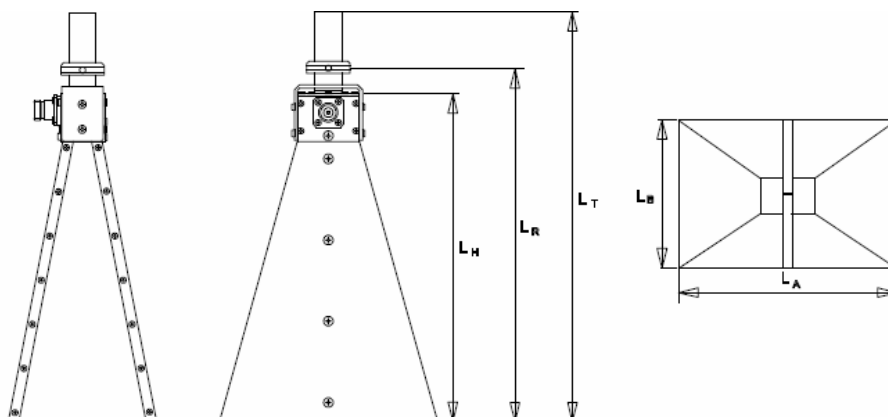
mód a	mód b	mód c	f [MHz]
1	1	0	738,60
1	0	1	799,74
0	1	1	817,33
1	1	1	962,59
2	1	0	1149,42
2	0	1	1189,63
0	2	1	1236,53
2	1	1	1304,69
1	0	2	1335,18
1	2	1	1336,99
1	1	2	1438,64
2	2	0	1477,21
2	0	2	1599,48
2	2	1	1600,99
3	1	0	1616,76
0	2	2	1634,66
3	0	1	1645,59
1	3	0	1685,66
2	1	2	1686,81
1	2	2	1711,92
0	3	1	1721,61
3	1	1	1730,59
1	3	1	1795,13
3	2	0	1864,10
2	3	0	1901,87
1	0	3	1920,39
2	2	2	1925,18
0	1	3	1927,78

mód a	mód b	mód c	f [MHz]
3	2	1	1963,65
2	3	1	1999,53
0	3	2	2026,59
3	1	2	2034,22
1	3	2	2089,40
4	1	0	2103,27
2	0	3	2112,71
4	0	1	2125,51
0	2	3	2139,47
2	1	3	2179,57
4	1	1	2191,98
1	2	3	2199,06
1	4	0	2202,36
3	3	0	2215,81
0	4	1	2229,99
3	2	2	2235,85
2	3	2	2267,43
1	4	1	2287,23
4	2	0	2298,85
2	2	3	2368,86
2	4	0	2371,92
4	0	2	2379,26
4	2	1	2380,28
3	0	3	2399,22
4	1	2	2438,83
0	3	3	2451,99
3	1	3	2458,30
0	4	2	2473,05

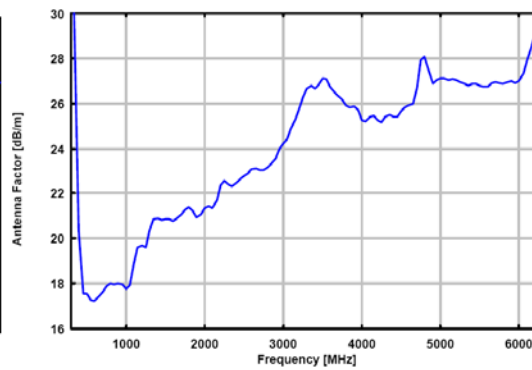
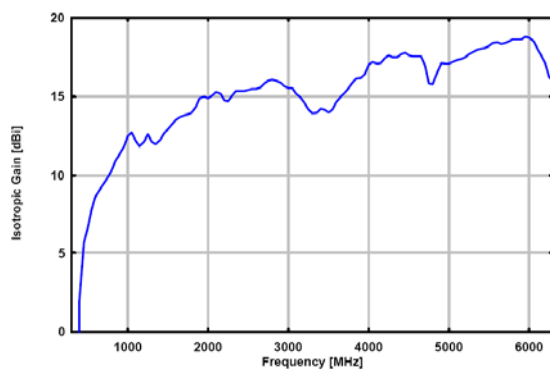
Uvedené kmitočty jsou teoretické, vypočtené ze vztahu (7-11).



## Příloha E – Trychtýřová anténa BBHA 9120F



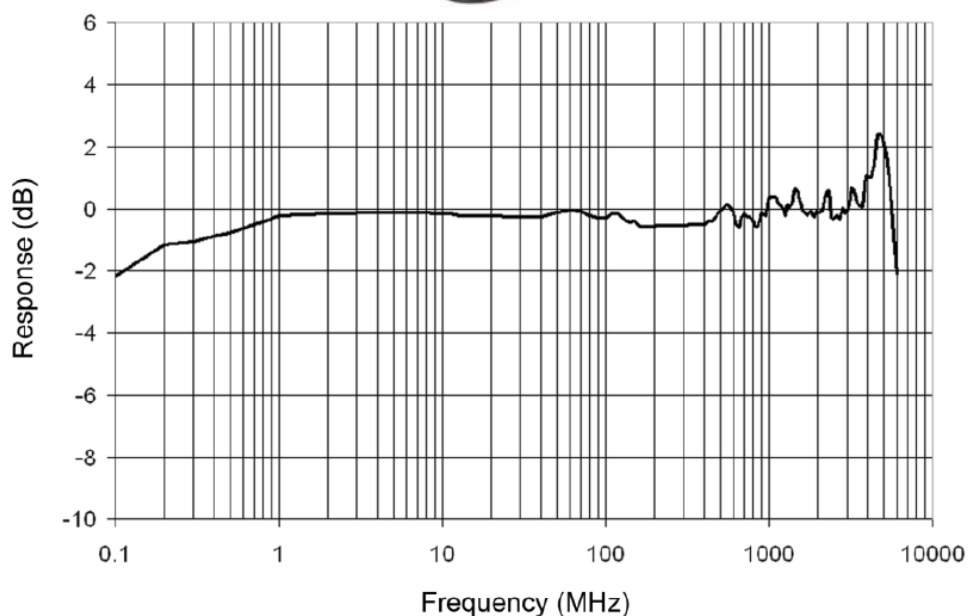
Type	Freq. Range [GHz]	Isotr. Gain [dBi]	Ant.-Factor [dB/m]	LA [mm]	LB [mm]	LH [mm]	LR [mm]	LT [mm]
BBHA 9120 A	0.75 - 5	6-15	23-32	245	142	195	220	408
BBHA 9120 B	1.25 - 10	6-20	25-33	182	124	272	295	482
BBHA 9120 C(SMA)	2 - 18	5-16	32-41	98	68	140	160	340
BBHA 9120 D	1 - 18	6-18	24-42	245	142	195	220	408
<b>BBHA 9120 E</b>	<b>0.5 - 6</b>	<b>6-18</b>	<b>19-29</b>	<b>424</b>	<b>314</b>	<b>605</b>	<b>640</b>	<b>820</b>
BBHA 9120 F	0.2 - 2	6-14	11-26	950	680	960	-	-
BBHA 9120 LF	0.7 - 6	6-19	22-29	275	180	404	444	617
BBHA 9120 L3F	0.6 - 2.8	5-14	19-27	416	243	342	377	557



Zdroj: <http://www.emcdirect.com/menu/pdf/k9120all.pdf> [cit 19.10.2011]

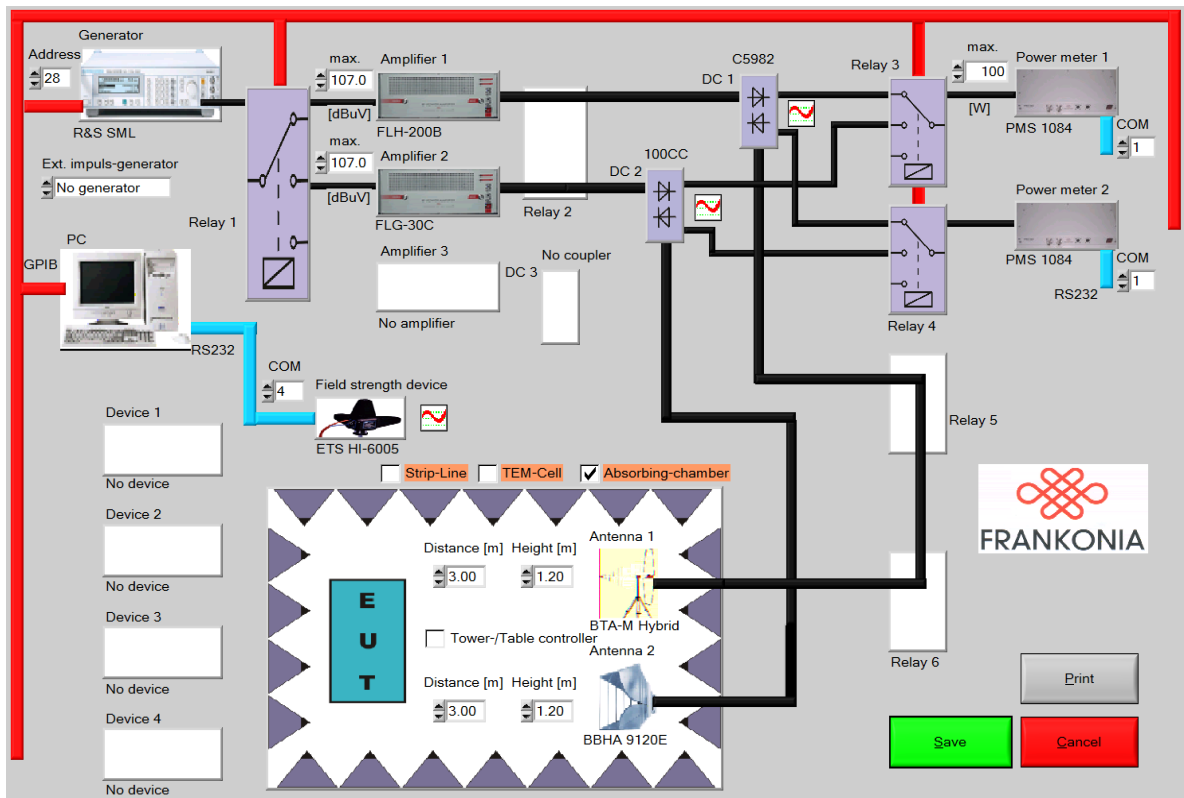
## Příloha F – Sonda elektrického pole HI-6105

Specifikace sondy HI-6105	
Dynamický rozsah	0,5 - 800V/m, ~64dB
Kmitočtový rozsah	100kHz - 6GHz
Přesnost (hodnoty před korekcí)	26MHz - 2GHz ±1dB
	2GHz - 4GHz ±2dB
	4GHz - 6GHz ±3dB
Linearita	±0,5dB v celém rozsahu
Max. přetížitelnost	1500V/m
Optický výstup	FSMA konektory
Napájení	baterie 4,8V NiMH
Rozměry	Odpovídají krychli o hraně 32mm
Hmotnost	0.08kg
Pracovní teplota	10 - 40°C
Vlhkost	5 - 90%

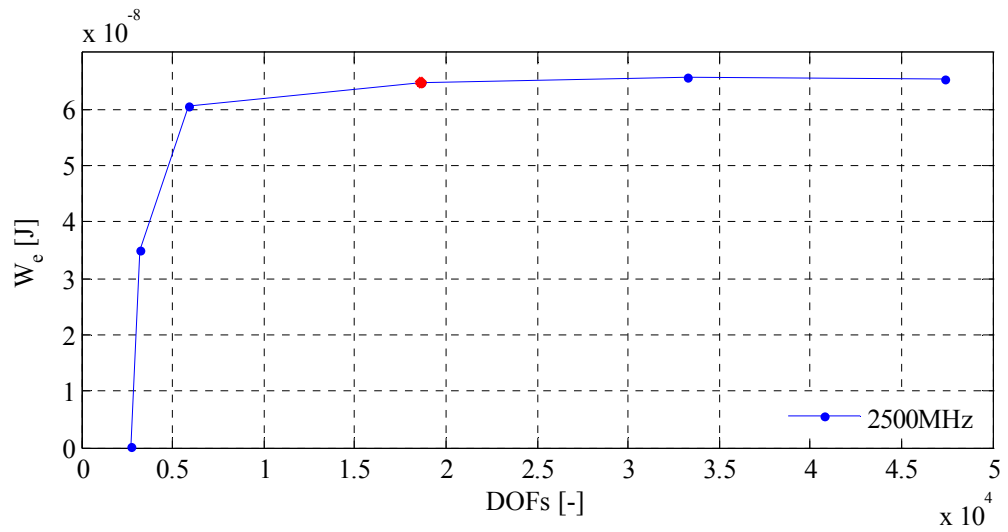
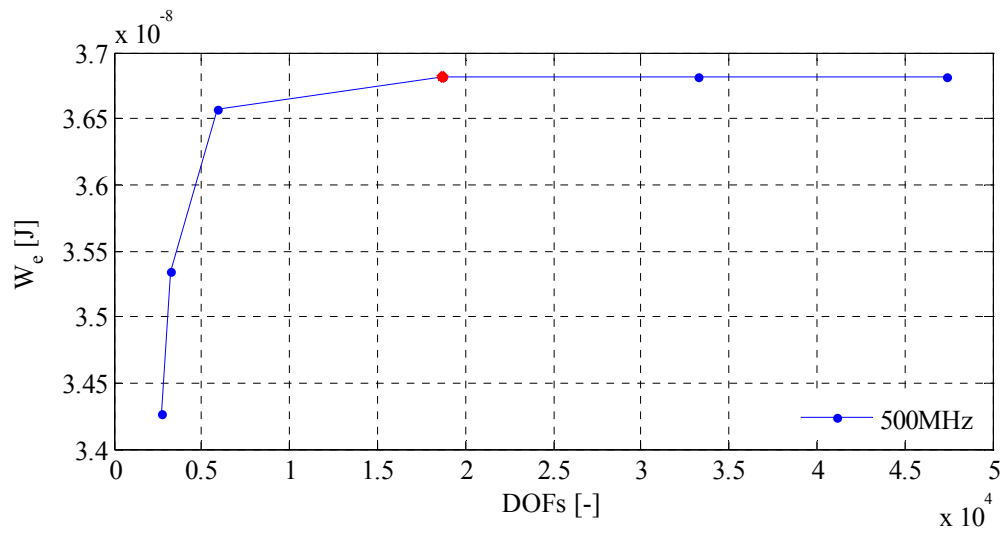


Zdroj: <http://www.ets-lindgren.com/manuals/Hi-6005.pdf> [cit 19.10.2011]

## Příloha G – Schéma měřicího řetězce pro určování SE

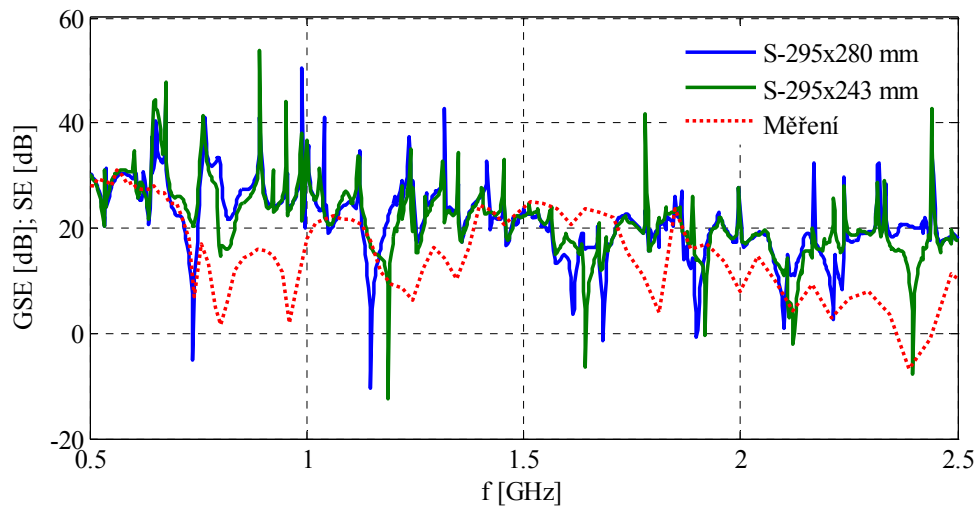


## Příloha H – Konvergence simulace SE, rozměr 280x295mm

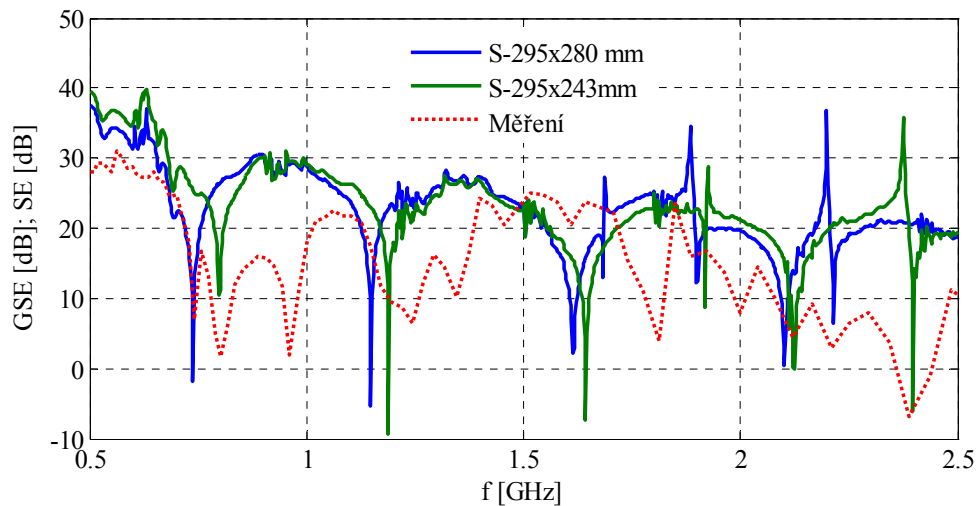


Poznámka: červený bod představuje počet stupňů volnosti při výpočtu

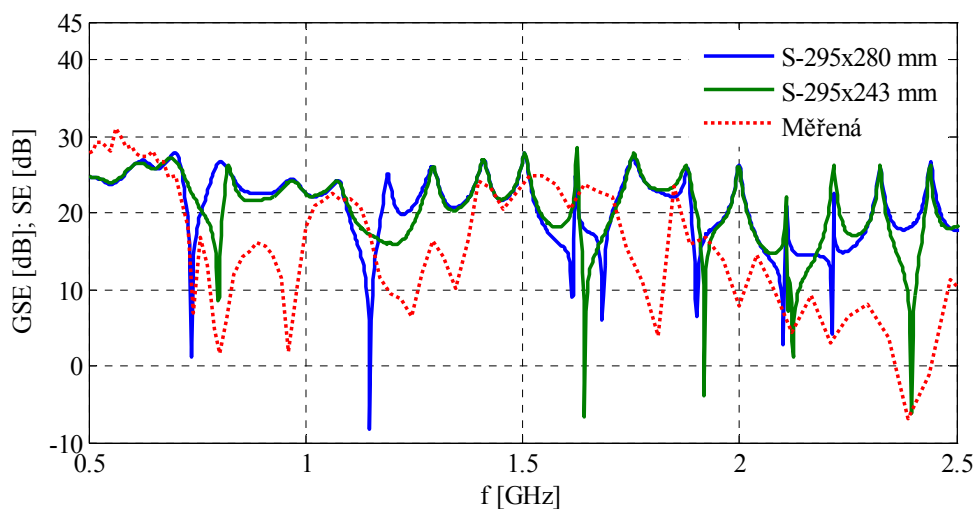
## Příloha I – Výsledky simulací SE, velká oblast, $(\text{Re}\{E_z\})^2$



Simulace SE / GSE, výsledky simulací s vnější rovinnou vlnou a naměřené hodnoty

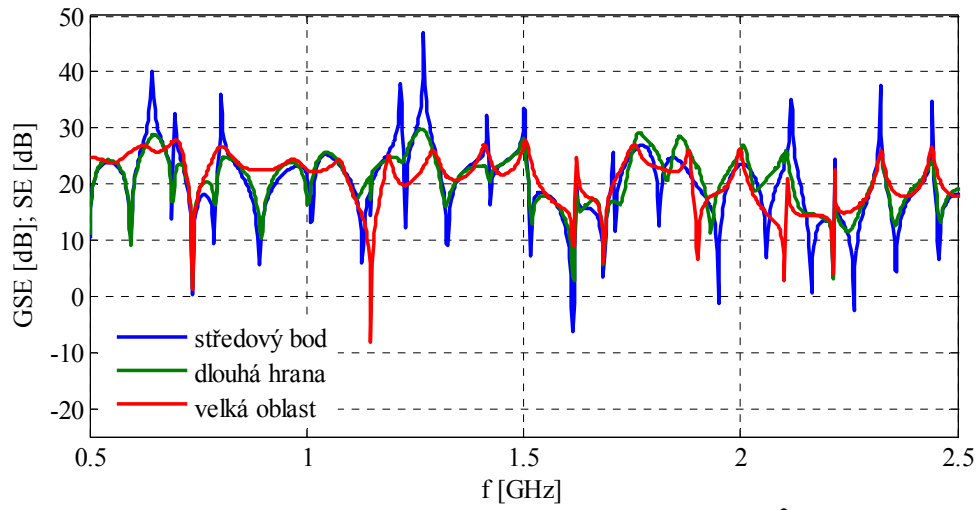


Simulace SE / GSE, výsledky simulací s vnitřní rovinnou vlnou a naměřené hodnoty

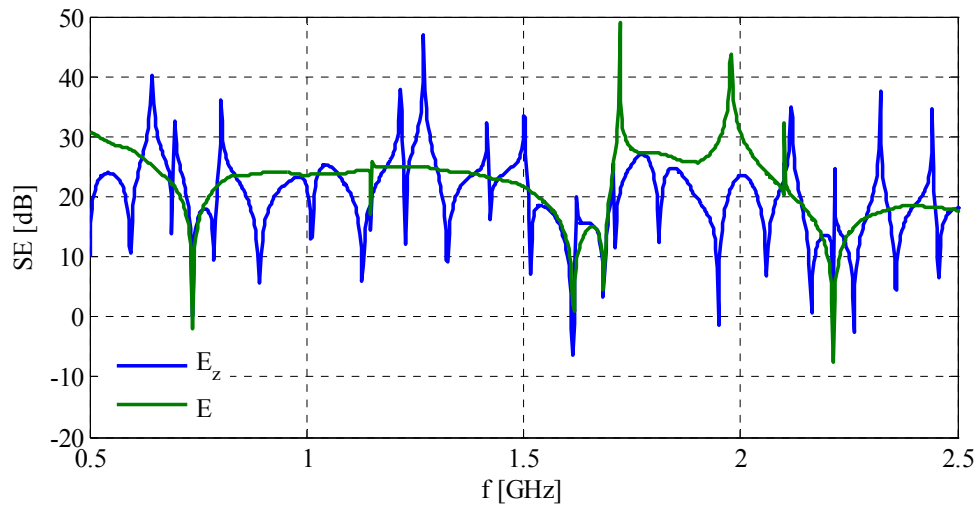


Simulace SE / GSE, výsledky simulací s bodovým zdrojem a naměřené hodnoty

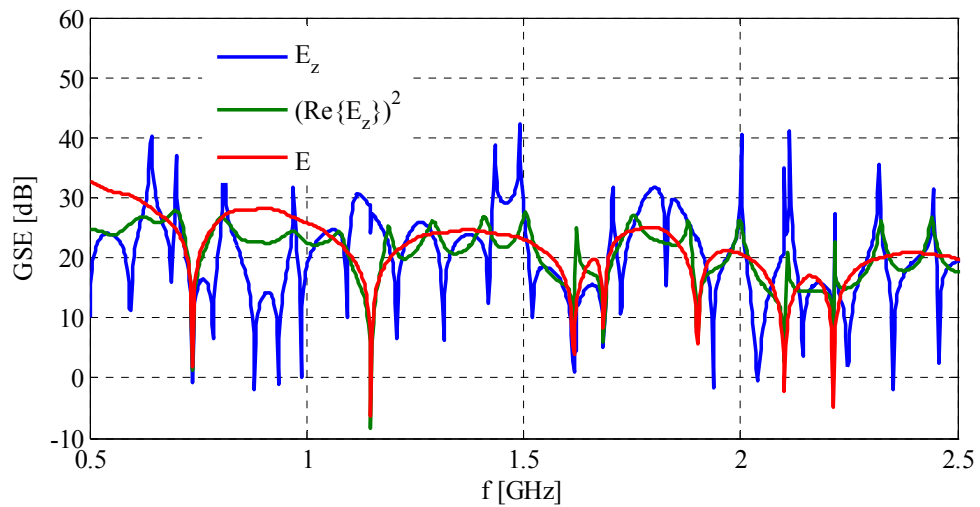
## Příloha J – Výsledky simulací SE, bodový zdroj, 295x280mm



Simulace SE / GSE, výsledky při řešení  $(\text{Re}\{E_z\})^2$

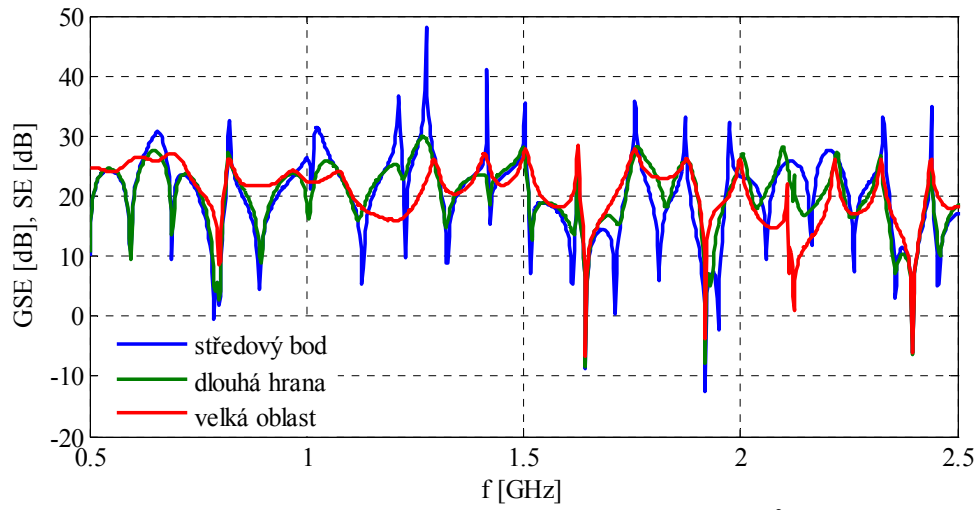


Simulace SE, výsledky pro středový bod

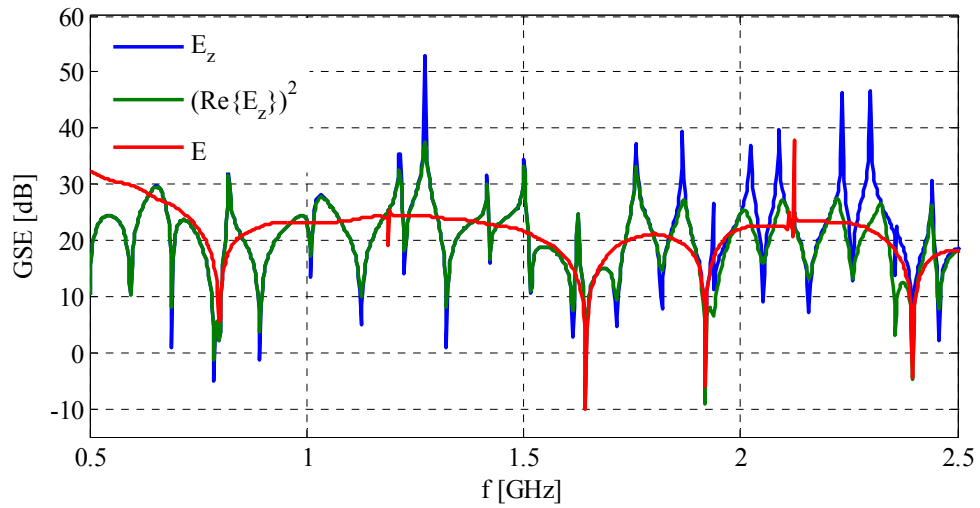


Simulace GSE, výsledky pro velkou oblast

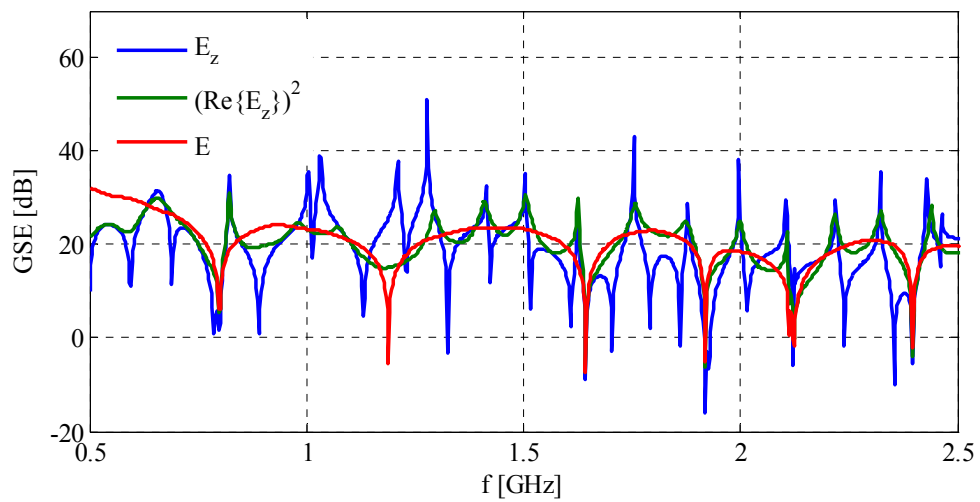
## Příloha K – Výsledky simulací SE, bodový zdroj, 295x243mm



Simulace SE / GSE, výsledky při řešení  $(\text{Re}\{E_z\})^2$

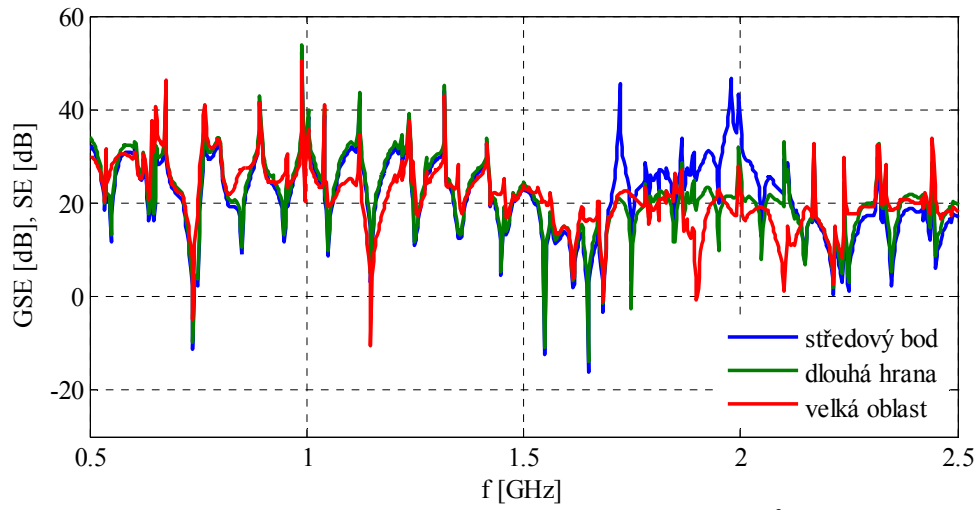


Simulace GSE, výsledky pro krátkou hranu

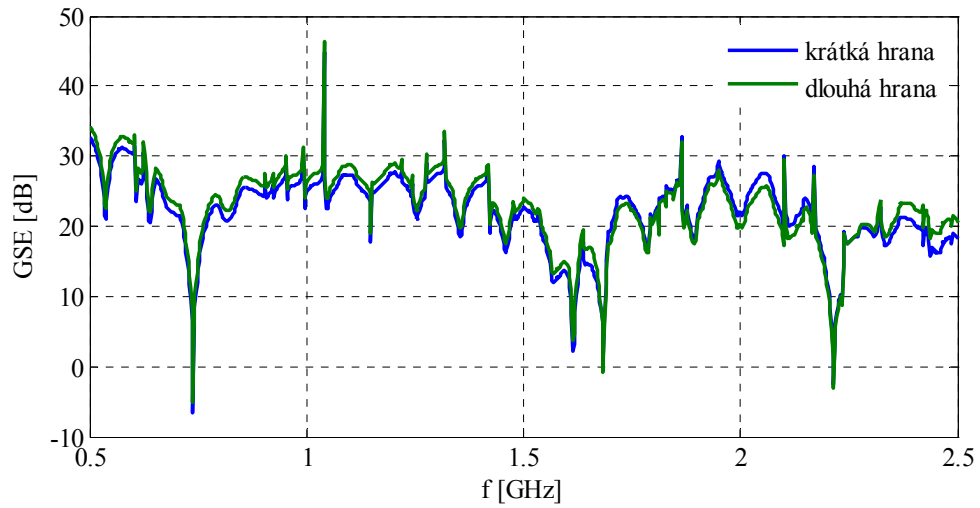


Simulace GSE, výsledky pro malou oblast

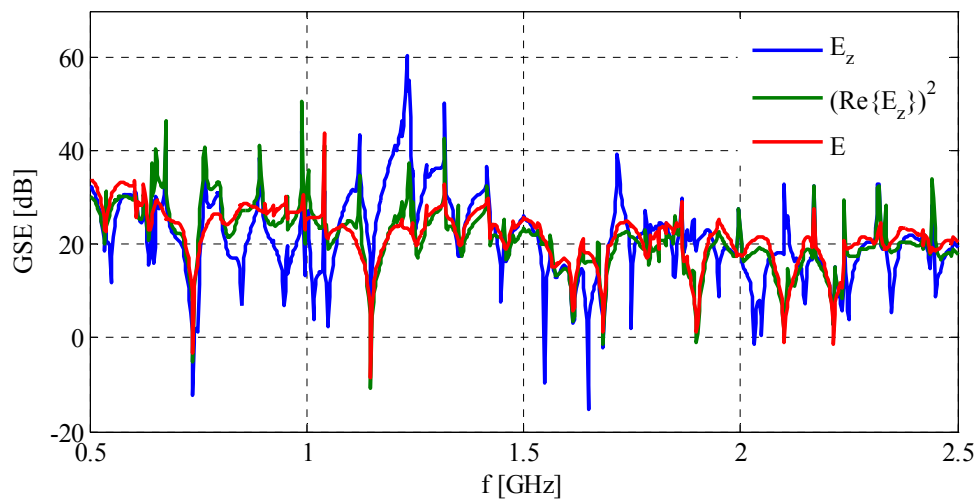
## Příloha L – Výsledky simulací SE, vnější TE vlna, 295x280mm



Simulace SE / GSE, výsledky při řešení  $(\text{Re}\{E_z\})^2$



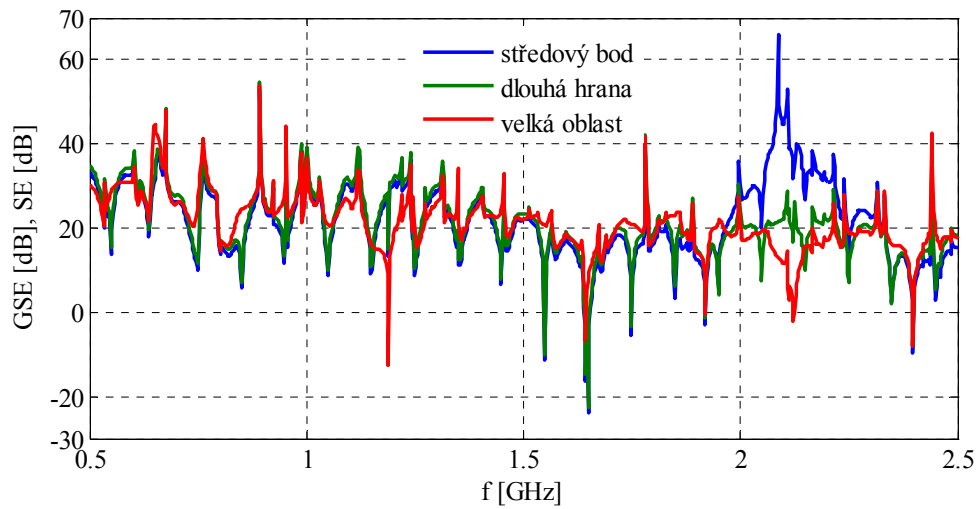
Simulace GSE, výsledky při řešení  $E$



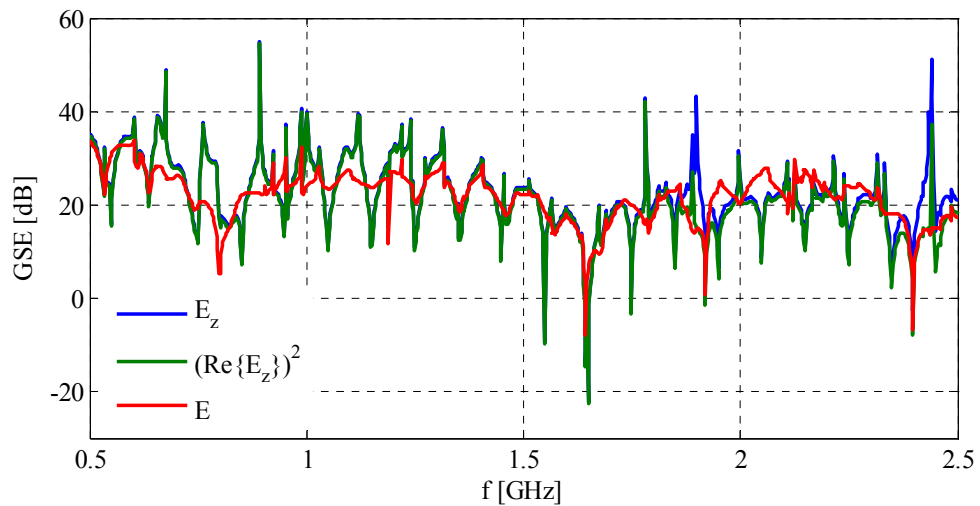
Simulace GSE, výsledky pro velkou oblast



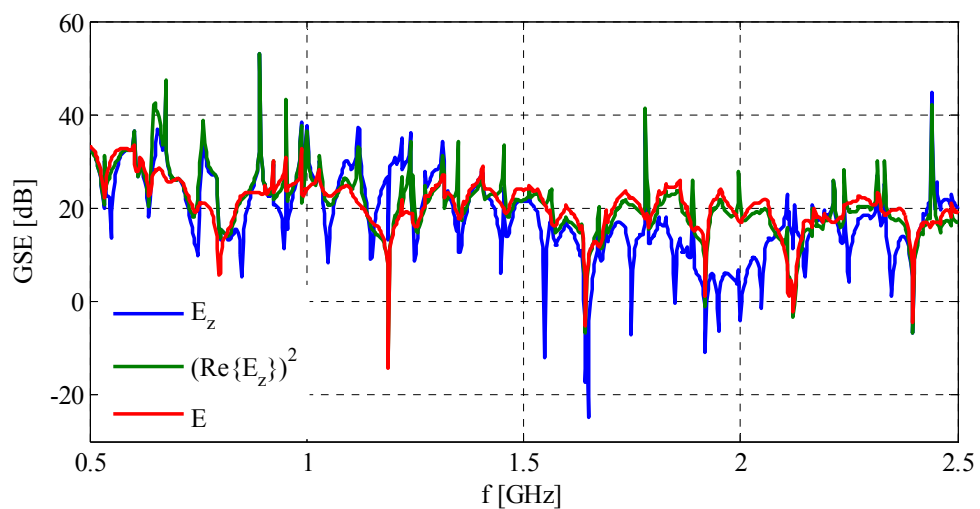
## Příloha M – Výsledky simulací SE, vnější TE vlna, 295x243mm



Simulace SE / GSE, výsledky při řešení  $(\text{Re}\{E_z\})^2$

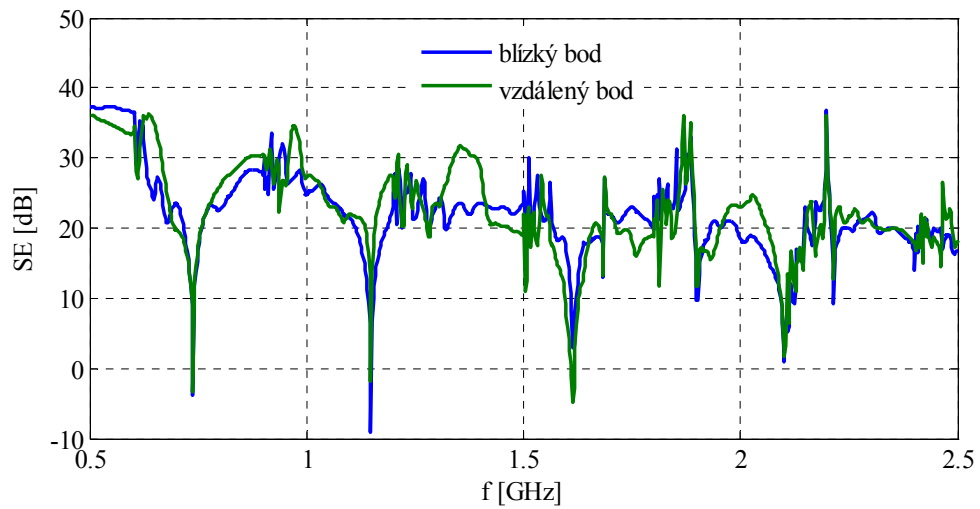


Simulace GSE, výsledky pro dlouhou hranu

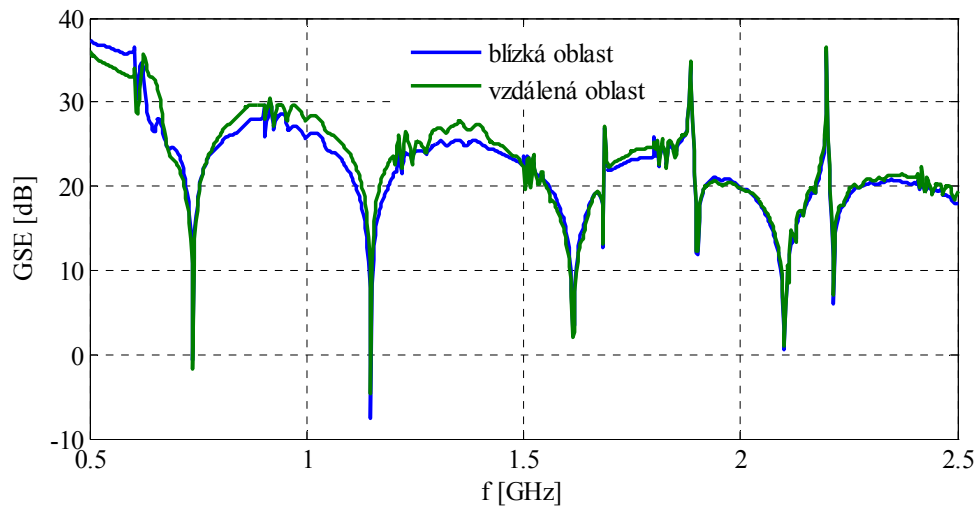


Simulace GSE, výsledky pro malou oblast

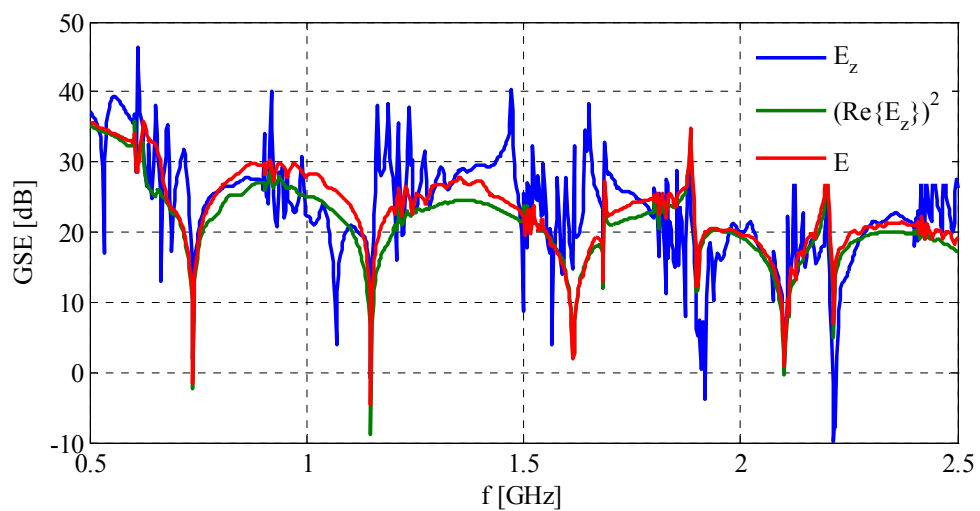
## Příloha N – Výsledky simulací SE, vnitřní zdroj, 295x280mm



Simulace SE, výsledky při řešení  $E$

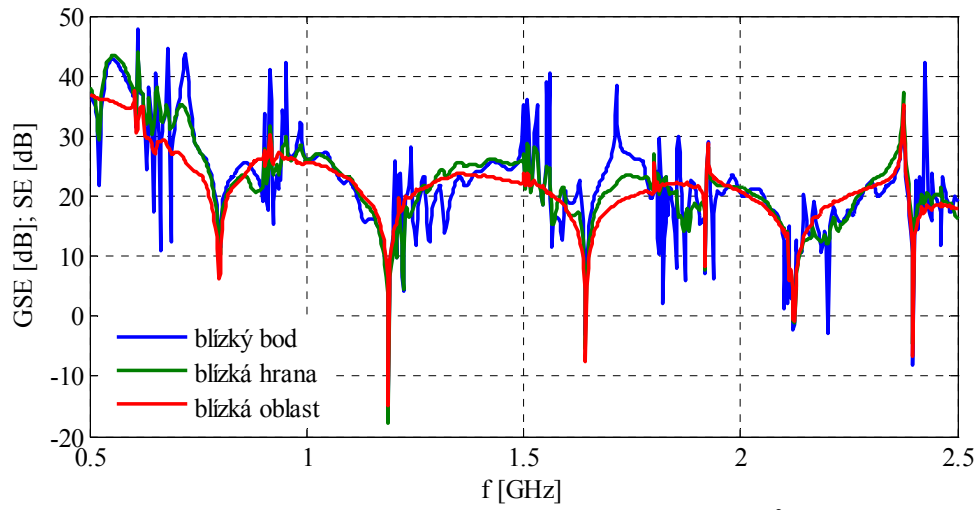


Simulace GSE, výsledky při řešení  $E$

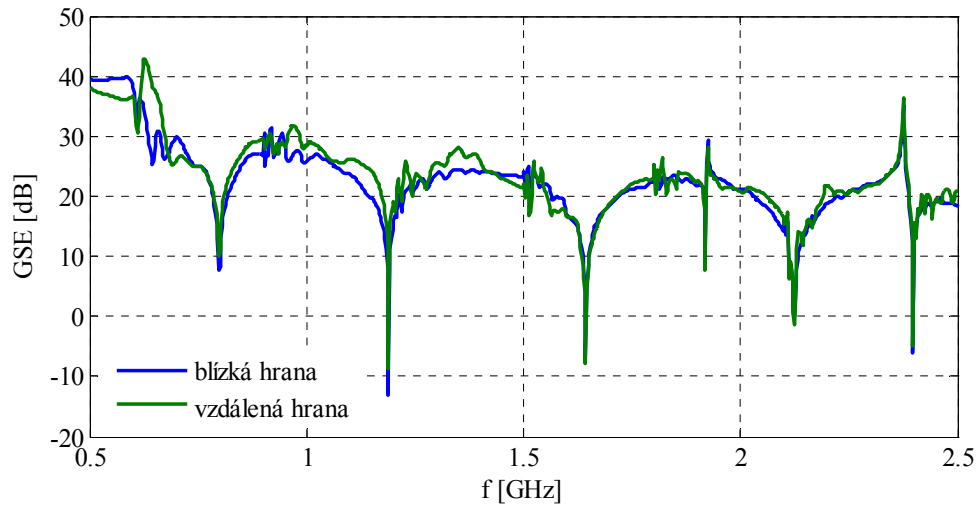


Simulace GSE, výsledky pro blizkou oblast

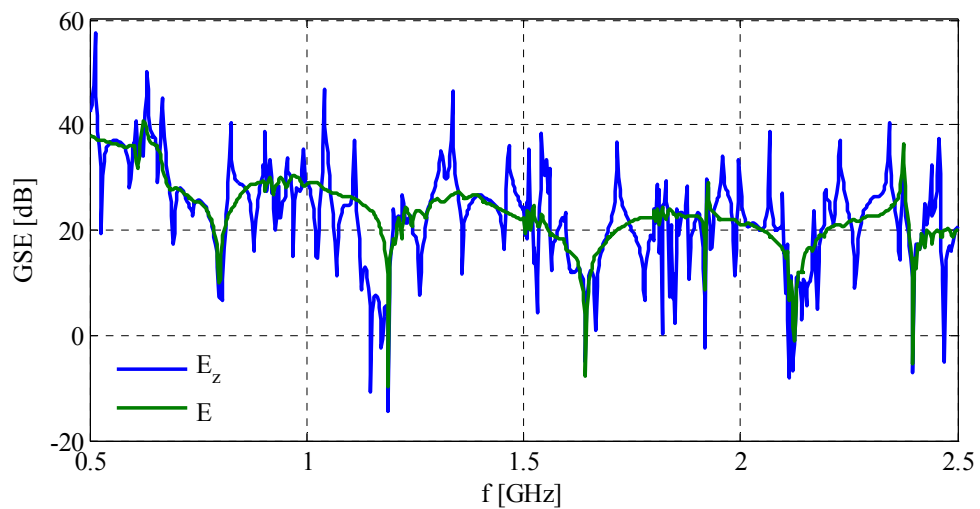
## Příloha O – Výsledky simulací SE, vnitřní zdroj, 295x243mm



Simulace SE / GSE, výsledky při řešení  $(\text{Re}\{E_z\})^2$



Simulace GSE, výsledky při řešení  $E$



Simulace GSE, výsledky pro vzdálenou oblast