

Abstrakt – Cílem diplomové práce je nalezení vhodné metody pro měření komplexní permitivity feroelektrických tenkých vrstev. Veškeré navrhované metody jsou zde koncipovány do vlnododové struktury. V průběhu textu je diskutováno několik obecných metod pro měření dielektrik. U každé je nejprve pojednáno o jejich možnostech měření jakýchkoliv dielektrik a tedy ne jenom feroelektrických filmů. Současně jsou diskutovány možnosti polarizace feroelektrik pomocí statického elektrického pole. K tomuto účelu je ke každé měřicí metodě navržena soustava elektrod slučitelná s vlnododovou strukturou a umožňující dostatečně homogenní polarizaci vzorku. Souběžně s řešením problému měření dielektrické konstanty jsou analyzovány i některé vlnododové kovové diskontinuity, které slouží jednak jako polarizační elektrody a jednak jako podpůrné prostředky k samotnému praktickému měření.

S analýzou kovových diskontinuit je zároveň podán i ucelený návod k popisu vlnododových obvodů pomocí rozptylových parametrů v obecné struktuře. Závěrem je z navržených metod a jim náležitých elektrod vybrána varianta, která nejlépe po praktické i teoretické stránce vyhovuje úkolu měření komplexní permitivity feroelektrických filmů. Tato metoda je pak měřením reálných vzorků dielektrik prakticky ověřena.

klíčová slova – dielektrika, měření, sešívání vidů, feroelektrika, filmy

Abstract – The thesis is focused on finding a suitable method for measuring a complex permitivity of ferroelectric films. All methods suggested herein are drawn up in a way to fit a waveguide structure. The thesis includes several general methods for measuring dielectrics. Each method first suggests its possibilities for measuring any dielectrics, not only dielectric films. At the same time, options for polarizing of ferroelectrics by a static electric field are included. For this purpose, each measuring method outlines a system of electrodes compatible with a waveguide structure and enabling sufficient homogeneous polarization. In addition to the suggested solution of measuring dielectric constants, some waveguide metal discontinuities that work as polarization electrodes as well as support for the purposes of the practical measuring itself are also considered.

Aside from the metal discontinuities, that are investigated herein, a characteristic of waveguide circuits in terms of scattering parameters in dimensionally general structure, are also provided. In conclusion, out of all the proposed methods and their relevant electrodes, the most suitable method, taking into account both practical and theoretical point of view for the task of measuring ferroelectric films, is highlighted. The selected method is practically tested by measuring of actual dielectric samples.

Key words – dielectrics, measurement, mode matching, ferroelectrics, films

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ
Fakulta elektrotechnická
katedra elektromagnetického pole

Měření komplexní permitivity feroelektrik
Diplomová práce

Vedoucí práce: prof. Ing. Ján Zehentner, DrSc.
Student: Lukáš Jelínek
leden 2004

ÚVOD

Měření feroelektrických materiálů se v poslední době dostalo do popředí zájmu pracovníků zabývajících se vysokofrekvenční mikrovlnou technikou. Již dlouhou dobu jsou feroelektrika diskutována i v časopisech, zabývajících se teorií pevných látek.

Jejich ústředním tématem je především výroba, skupenské přeměny a s nimi spojený feroelektrický stav látky. Většinou však v závěru článků bývají uvedeny měřené hodnoty permitivity a ztrátového činitele těchto materiálů, jelikož tyto velmi úzce souvisí s kvalitou výroby, druhem materiálu atd. Permitivita a ztrátový činitel jsou veličiny dobře definované a měřitelné, a proto je autoři článků mohou používat k posouzení kvality svých výrobních postupů.

V časopisech zaměřených na mikrovlnou techniku je téměř výhradně uváděna pouze permitivita a ztrátový činitel. Tyto parametry totiž z pohledu elektromagnetického pole feroelektrikum jednoznačně a úplně definují.

Vzhledem k tomu, že v poslední době se značně zlepšily výrobní postupy těchto dielektrik, je dnes již možné dosáhnout malých ztrátových činitelů, které byly doposud největší překážkou k používání feroelektrik v mikrovlnných obvodech.

O možnostech použití feroelektrik v mikrovlnných obvodech svědčí velké množství článků zabývajících se především laditelnými fázovými posouvači a laditelnými filtry. S jejich rozličnými konstrukcemi se může čtenář seznámit v článcích uvedených v seznamu doplňkové literatury.

S nástupem používání feroelektrik tak nutně vystupuje potřeba měření jejich parametrů, tedy permitivity a ztrát.

Cílem diplomové práce je navržení metody, vhodné pro měření feroelektrických materiálů zejména feroelektrických tenkých filmů.

Měřících metod pro měření komplexní permitivity dielektrik byla vyvinuta celá řada.

Feroelektrika však díky své velmi vysoké permitivitě jsou v mnohých klasických uspořádáních špatně měřitelná.

Proto velká část práce diskutuje více či méně známé metody měření dielektrik se záměrem vybrat tu, jejíž vlastnosti budou pro feroelektrika optimální.

Přehled některých hlavních prací s tematikou měření feroelektrik je uveden v seznamu doplňkové literatury. I při zběžném prohlédnutí těchto prací je zřejmé, že většina z nich využívá planárních struktur. Domníváme se však, že planární struktury jsou sami o sobě těžko

matematicky definovatelné a jejich použití k měření vyžaduje buďto jistá zjednodušení nebo je nutné použít numericky i matematicky složité postupy jejich popisu. Proto jsou pro měření v této práci zvoleny metody používající vlnovodné struktury, které zaručují dobrou matematickou uchopitelnost a někdy dokonce poskytují i analytické výsledky, což vede ke značnému zrychlení veškerých výpočtů.

Tyto výhody umožňují použít jednoduché iterační metody k určování permitivity, jež je blíže vysvětlena v kapitole č.2.

Obsah

Úvod	1
Obsah	3
Seznam symbolů a zkratk	4
1. Popis elektromagnetického pole ve vlnovodu obdelníkového průřezu	5
1.1. Vlny použité k popisu úloh v dalším textu	5
Literatura ke kapitole č.1	12
2. Měření dielektrik ve vlnovodu	13
2.1. Měření s deskou zakončenou zkratem s normálou rovnoběžnou s osou vlnovodu	15
2.2. Měření s průchozí deskou s normálou rovnoběžnou s osou vlnovodu	20
2.3.1. Elektromagnetické pole ve vlnovodu s deskou podélně umístěnou v rovině elektrického pole	26
2.3.2. Měření s deskou podélně umístěnou v rovině elektrického pole	32
2.4.1. Elektromagnetické pole ve vlnovodu s deskou podélně umístěnou v rovině magnetického pole	37
2.4.2. Měření s deskou podélně umístěnou v rovině magnetického pole	47
2.5. Výběr měřící metody a umístění ladících elektrod	51
Literatura ke kapitole č.2	54
3. Kovové diskontinuity použité při měření dielektrik	55
3.0. Normování s-parametrů v obecné vlnovodné struktuře	56
3.1. Skoková změna šířky vlnovodu	60
3.2. Skoková změna výšky vlnovodu	67
3.3. Mříž umístěná kolmo na osu vlnovodu	71
Literatura ke kapitole č.3	80
4. Experimentální výsledky	81
4.1. Kalibrační metoda TSD	82
4.2. Měření dielektrik	87
Literatura ke kapitole č.4	94
Závěr	95
Literatura použitelná k dalšímu studiu problematiky	97

Seznam použitých symbolů a zkratk

SYMBOLY:

- \vec{E} - Fázor vektoru intenzity elektrického pole
 \vec{H} - Fázor vektoru intenzity magnetického pole
 \vec{p}^e - Hertzův elektrický vektor
 \vec{p}^m - Hertzův magnetický vektor
 k - je vlnové číslo
 w - je úhlová frekvence,
 m - je permeabilita prostředí,
 e - je permitivita

ZKRATKY:

- TE - Transverzálně elektrický vid
TM - Transverzálně magnetický vid
LSE - Podélně elektrický vid
LSE - Podélně magnetický vid

1. Popis elektromagnetického pole ve vlnovodu obdelníkového průřezu

Elektromagnetické pole ve vlnovodu obdelníkového průřezu bude popsáno pomocí Hertzových vektorů. Tento přístup je formálně mnohem jednodušší než popis pomocí vektorů pole \mathbf{E}, \mathbf{H} .

Hertzovy vektory vycházejí z Lorentzovy kalibrační podmínky, která je doplňující rovnicí při popisu pole pomocí magnetického a elektrického vektorového potenciálu. Jejich podrobné odvození je uvedeno v [1].

Pro harmonické průběhy veličin a při použití fázorů je možné vyjádřit intenzitu elektrického a magnetického pole pomocí Hertzových vektorů podle následujících vztahů

$$\mathbf{E} = k^2 \mathbf{p}^e + \text{grad div } \mathbf{p}^e - j\omega m \text{rot } \mathbf{p}^m \quad (1.1)$$

$$\mathbf{H} = k^2 \mathbf{p}^m + \text{grad div } \mathbf{p}^m + j\omega e \text{rot } \mathbf{p}^e \quad (1.2)$$

kde k je vlnové číslo, ω je úhlová frekvence, m je permeabilita prostředí, e je permitivita prostředí a \mathbf{p}^e resp. \mathbf{p}^m je Hertzův elektrický resp. magnetický vektor.

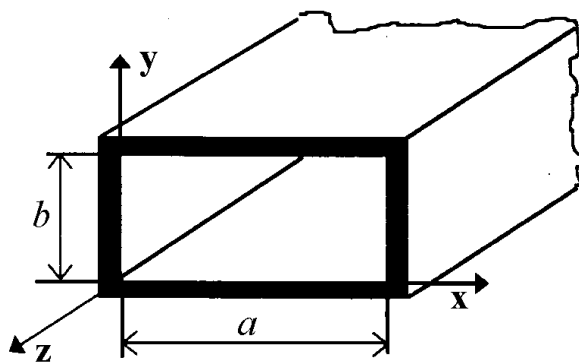
Aby vektory magnetického a elektrického pole splňovaly Maxwellovy rovnice musí Hertzovy vektory v oblasti, v níž nejsou přítomny zdrojové veličiny, splňovat homogenní vlnovou rovnici.

V [3] je ukázáno, že pro úplné řešení elektromagnetického pole postačuje znalost pouze jedné složky magnetického Hertzova vektoru a jedné složky elektrického Hertzova vektoru.

1.1. Vlny použité k popisu úloh v dalším textu

Volba výchozích složek Hertzových vektorů vede k různým variantám popisu elektromagnetického pole uvnitř vlnovodu. Pro řešení problémů v následujícím textu pak budou zavedeny čtyři různé kombinace těchto složek, které povedou k žadaným rozvojmům elektromagnetického pole.

Zavedeme-li kartézskou souřadnou soustavu podle obr. 1.,



obr. 1

pak pomocí Hertzových vektorů ve tvaru $\mathbf{p}^m = (0, 0, p_z^m)$ a $\mathbf{p}^e = (0, 0, p_z^e)$ získáme tzv. transverzálně elektrické TE a transverzálně magnetické TM vidy. Základní vid v obdelníkovém vlnovodu je zástupcem vidů typu TE_{10} , u nichž nemá intenzita elektrického pole složku do směru z . Základní vid má jen složku elektrické pole E_y a magnetické pole má jen složky H_x, H_z přičemž pole je nezávislé na souřadnici y . Pokud je takové vlně postavena do cesty překážka, jejíž rozměry nezávisí na souřadnici y a její stěny ve směru šíření jsou kolmé na osu vlnovodu (např. dielektrická deska umístěná rovnoběžně s osou vlnovodu), pak je možné vždy popsat elektromagnetické pole pomocí vidů, které mají stejné vektorové uspořádání jako základní vid a k jejich popisu stačí použít pouze magnetický Hertzův vektor [1], ve tvaru $\mathbf{p}^m = (0, 0, p_z^m)$. Jak bylo řečeno elektromagnetické pole v takovém případě bude nezávislé na souřadnici y a v kartézské souřadné soustavě je možné psát :

$$p_z^m = \sum_m (A_{1m} \sin k_{xm} x + A_{2m} \cos k_{xm} x) (C_{1m} e^{jk_{zm} z} + C_{2m} e^{-jk_{zm} z}) \quad (1.3)$$

kde

$$(k)^2 = (k_{xm})^2 + (k_{zm})^2 \quad (1.4)$$

přičemž v dalším textu bude exponenciála se záporným exponentem vyjadřovat postupnou vlnu, kdežto exponenciála s kladným exponentem vlnu zpětnou.

Z (1.1), (1.2) lze odvodit

$$E_y = j\omega m \sum_m k_{xm} (A_{1m} \cos k_{xm} x - A_{2m} \sin k_{xm} x) (C_{1m} e^{jk_{zm} z} + C_{2m} e^{-jk_{zm} z}) \quad (1.5)$$

$$H_x = \sum_m jk_{zm} k_{xm} (A_{1m} \cos k_{xm} x - A_{2m} \sin k_{xm} x) (C_{1m} e^{jk_{zm} z} - C_{2m} e^{-jk_{zm} z}) \quad (1.6)$$

$$H_z = \sum_m (k_{xm})^2 (A_{1m} \sin k_{xm} x + A_{2m} \cos k_{xm} x) (C_{1m} e^{jk_{zm} z} + C_{2m} e^{-jk_{zm} z}) \quad (1.7)$$

Při uvážení okrajových podmínek na dokonale vodivém plášti vlnovodu , pak bude

$$E_y = -j\omega m \sum_m \frac{mp}{a} \sin \frac{mp}{a} x \left(C_{1m} e^{jk_{zm}z} + C_{2m} e^{-jk_{zm}z} \right) \quad (1.8)$$

$$H_x = -j \sum_m k_{zm} \frac{mp}{a} \sin \frac{mp}{a} x \left(C_{1m} e^{jk_{zm}z} - C_{2m} e^{-jk_{zm}z} \right) \quad (1.9)$$

$$H_z = \sum_m \left(\frac{mp}{a} \right)^2 \cos \frac{mp}{a} x \left(C_{1m} e^{jk_{zm}z} + C_{2m} e^{-jk_{zm}z} \right) \quad (1.10)$$

kde konstanty A_m byly zahrnuty do konstant C_m

$$(k)^2 = \left(\frac{mp}{a} \right)^2 + (k_{zm})^2 \quad (1.11)$$

kde $m = 1, 2, 3, \dots$

Nyní ukážeme popis elektromagnetického pole , kterým je možné vyřešit pole v okolí kovových překážek ,jejichž rozměry závisí na souřadnici y (např. rozšíření vlnovodu ve směru elektrického pole).

Při buzení vlnovodu pomocí dominantního vidu TE_{10} se při tomto typu překážky nemůže vybudit složka elektrického pole do směru x .

Na první pohled by se tedy mohlo zdát, že je v tomto případě možné použít dvou přístupů. Buďto přidat k předchozím TE vidům ještě vidy TM , nebo použít tzv. vidy podélné. Tyto podélné vidy jsou tvořeny opět jedinou složkou Hertzova vektoru, v tomto případě p_x^m . Pole odvozené z tohoto Hertzova vektoru se nazývá podélně elektrické LSE. Pro Hertzův vektor můžeme obdobně jako v (1.3) napsat v kartézské souřadné soustavě vztah

$$p_x^m = \sum_{m,n} (A_{1m} \sin k_{xm} x + A_{2m} \cos k_{xm} x) (B_{1n} \sin k_{yn} y + B_{2n} \cos k_{yn} y) (C_{1mn} e^{jk_{zmn}z} + C_{2mn} e^{-jk_{zmn}z}) \quad (1.12)$$

kde

$$(k)^2 = (k_{xm})^2 + (k_{yn})^2 + (k_{zmn})^2 \quad (1.13)$$

Zápis můžeme ještě zjednodušit uvažováním překážek ,jejichž rozměry nezávisí na souřadnici x . Výsledné pole pak bude mít na této souřadnici stejnou závislost jako pole budícího vidu. Bude tedy

$$p_x^m = (A_{11} \sin k_{x1} x + A_{21} \cos k_{x1} x) \sum_n (B_{1n} \sin k_{yn} y + B_{2n} \cos k_{yn} y) (C_{1n} e^{jk_{zn}z} + C_{2n} e^{-jk_{zn}z}) \quad (1.14)$$

kde

$$(k)^2 = (k_{x1})^2 + (k_{yn})^2 + (k_{zn})^2 \quad (1.15)$$

pak lze psát

$$E_y = \mathbf{wm}(A_{11} \sin k_{x1}x + A_{21} \cos k_{x1}x) \sum_n k_{zn} (B_{1n} \sin k_{yn}y + B_{2n} \cos k_{yn}y) (C_{1n} e^{jk_{zn}z} - C_{2n} e^{-jk_{zn}z}) \quad (1.16)$$

$$E_z = j\mathbf{wm}(A_{11} \sin k_{x1}x + A_{21} \cos k_{x1}x) \sum_n k_{yn} (B_{1n} \cos k_{yn}y - B_{2n} \sin k_{yn}y) (C_{1n} e^{jk_{zn}z} + C_{2n} e^{-jk_{zn}z}) \quad (1.17)$$

$$H_x = [(k)^2 - (k_{x1})^2] (A_{11} \sin k_{x1}x + A_{21} \cos k_{x1}x) \sum_n (B_{1n} \sin k_{yn}y + B_{2n} \cos k_{yn}y) (C_{1n} e^{jk_{zn}z} + C_{2n} e^{-jk_{zn}z}) \quad (1.18)$$

$$H_y = k_{x1} (A_{11} \cos k_{x1}x - A_{21} \sin k_{x1}x) \sum_n k_{yn} (B_{1n} \cos k_{yn}y - B_{2n} \sin k_{yn}y) (C_{1n} e^{jk_{zn}z} + C_{2n} e^{-jk_{zn}z}) \quad (1.19)$$

$$H_z = k_{x1} (A_{11} \cos k_{x1}x - A_{21} \sin k_{x1}x) \sum_n jk_{zn} (B_{1n} \sin k_{yn}y + B_{2n} \cos k_{yn}y) (C_{1n} e^{jk_{zn}z} - C_{2n} e^{-jk_{zn}z}) \quad (1.20)$$

a po uvážení okrajových podmínek na plášti vlnovodu dostaneme

$$E_y = \mathbf{wm} \sin \frac{p}{a} x \sum_n k_{zn} \cos \frac{np}{b} y (C_{1n} e^{jk_{zn}z} - C_{2n} e^{-jk_{zn}z}) \quad (1.21)$$

$$E_z = -j\mathbf{wm} \sin \frac{p}{a} x \sum_n \frac{np}{b} \sin \frac{np}{b} y (C_{1n} e^{jk_{zn}z} + C_{2n} e^{-jk_{zn}z}) \quad (1.22)$$

$$H_x = \left[(k)^2 - \left(\frac{p}{a} \right)^2 \right] \sin \frac{p}{a} x \sum_n \cos \frac{np}{b} y (C_{1n} e^{jk_{zn}z} + C_{2n} e^{-jk_{zn}z}) \quad (1.23)$$

$$H_y = -\frac{p}{a} \cos \frac{p}{a} x \sum_n \frac{np}{b} \sin \frac{np}{b} y (C_{1n} e^{jk_{zn}z} + C_{2n} e^{-jk_{zn}z}) \quad (1.24)$$

$$H_z = \frac{p}{a} \cos \frac{p}{a} x \sum_n jk_{zn} \cos \frac{np}{b} y (C_{1n} e^{jk_{zn}z} - C_{2n} e^{-jk_{zn}z}) \quad (1.25)$$

a

$$(k)^2 = \left(\frac{p}{a} \right)^2 + \left(\frac{np}{b} \right)^2 + (k_{zn})^2 \quad (1.26)$$

kde $n=0,1,2,3,\dots$

Z předchozích vztahů je vidět, že takto popsané pole skutečně nemá pouze složku E_x a tedy vektorově odpovídá tomu, co bychom na takové překážce předpokládali.

Avšak tento postup nevede ke zcela správným výsledkům. U vypočítaných s-parametrů takové překážky se totiž fáze vstupního koeficientu odrazu liší od skutečnosti. Ostatní parametry jsou však vypočítány korektně. Tento výsledek bude ještě dále komentován v kapitole zabývající se tímto problémem.

Ke korektnímu popisu pole se osvědčil tento postup.

Vezměme dva Hertzovy vektory $\mathbf{p}^m = (0, 0, p_z^m)$ a $\mathbf{p}^e = (0, 0, p_z^e)$. Pro každý z nich najdeme jemu odpovídající vztahy pro elektromagnetické pole. Poté, na základě principu superpozice,

obě řešení sečteme, přičemž předpokládáme, že konstanty šíření jsou pro oba typy vidů shodné. Pro oba typy vidů můžeme použít Hertzův vektor ve tvaru (1.14). Každá sada vidů však musí mít odlišné konstanty.

Po výše uvedeném součtu pak dostaneme elektromagnetické pole v tomto tvaru

$$E_x = jp \cos \frac{p}{a} x \sum_{n=0}^N \sin \frac{np}{b} y \left(\left[w m \frac{n}{b} C_{1n}^m + \frac{k_{zn}}{a} C_{1n}^e \right] e^{jk_{zn}z} + \left[w m \frac{n}{b} C_{2n}^m - \frac{k_{zn}}{a} C_{2n}^e \right] e^{-jk_{zn}z} \right) \quad (1.27)$$

$$E_y = jp \sin \frac{p}{a} x \sum_{n=0}^N \cos \frac{np}{b} y \left(\left[k_{zn} \frac{n}{b} C_{1n}^e - \frac{w m}{a} C_{1n}^m \right] e^{jk_{zn}z} - \left[k_{zn} \frac{n}{b} C_{2n}^e + \frac{w m}{a} C_{2n}^m \right] e^{-jk_{zn}z} \right) \quad (1.28)$$

$$E_z = \sin \frac{p}{a} x \sum_{n=0}^N \left[k^2 - (k_{zn})^2 \right] \sin \frac{np}{b} y \left(C_{1n}^e e^{jk_{zn}z} + C_{2n}^e e^{-jk_{zn}z} \right) \quad (1.29)$$

$$H_x = jp \sin \frac{p}{a} x \sum_{n=0}^N \cos \frac{np}{b} y \left(\left[w e \frac{n}{b} C_{1n}^e - \frac{k_{zn}}{a} C_{1n}^m \right] e^{jk_{zn}z} + \left[w e \frac{n}{b} C_{2n}^e + \frac{k_{zn}}{a} C_{2n}^m \right] e^{-jk_{zn}z} \right) \quad (1.30)$$

$$H_y = jp \cos \frac{p}{a} x \sum_{n=0}^N \sin \frac{np}{b} y \left(- \left[\frac{w e}{a} C_{1n}^e + k_{zn} \frac{n}{b} C_{1n}^m \right] e^{jk_{zn}z} + \left[k_{zn} \frac{n}{b} C_{2n}^e - \frac{w e}{a} C_{2n}^m \right] e^{-jk_{zn}z} \right) \quad (1.31)$$

$$H_z = \cos \frac{p}{a} x \sum_{n=0}^N \left[k^2 - (k_{zn})^2 \right] \cos \frac{np}{b} y \left(C_{1n}^m e^{jk_{zn}z} + C_{2n}^m e^{-jk_{zn}z} \right) \quad (1.32)$$

$$(k)^2 = \left(\frac{p}{a} \right)^2 + \left(\frac{np}{b} \right)^2 + (k_{zn})^2 \quad (1.33),$$

přičemž horní indexy značí, z jakého typu Hertzova vektoru bylo pole vytvořeno.

Tento zápis elektromagnetického pole je však pro naše potřeby příliš obecný. Jak již bylo řečeno na tomto typu kovových překážek se nebudí složka elektrického pole E_x . Pokusme se ji tedy ze zápisu odstranit. To uděláme snadno tak, že položíme

$$- \frac{w m n a}{b k_{zn}} C_{1n}^m = C_{1n}^e \quad (1.34)$$

$$\frac{w m n a}{b k_{zn}} C_{2n}^m = C_{2n}^e \quad (1.35)$$

pro $n > 0$.

Po uplatnění těchto vztahů dostaneme složky pole ve tvaru přímo vhodném k výpočtu výše uvedených problémů. Bude tedy

$$E_y = -j w m \frac{p}{a} \sin \frac{p}{a} x \sum_{n=0}^N \cos \frac{np}{b} y \left[\frac{n^2 a^2}{b^2} + 1 \right] \left(C_{1n}^m e^{jk_{zn}z} + C_{2n}^m e^{-jk_{zn}z} \right) \quad (1.36)$$

$$E_z = -wm \frac{a}{b} \sin \frac{p}{a} x \sum_{n=0}^N \left[k^2 - (k_{zn})^2 \right] \frac{n}{k_{zn}} \sin \frac{np}{b} y \left(C_{1n}^m e^{jk_{zn}z} - C_{2n}^m e^{-jk_{zn}z} \right) \quad (1.37)$$

$$H_x = -\frac{p}{a} \sin \frac{p}{a} x \sum_{n=0}^N jk_{zn} \left[\frac{k^2 n^2 a^2}{b^2 (k_{zn})^2} + 1 \right] \cos \frac{np}{b} y \left(C_{1n}^m e^{jk_{zn}z} - C_{2n}^m e^{-jk_{zn}z} \right) \quad (1.38)$$

$$H_y = -\cos \frac{p}{a} x \sum_{n=0}^N jk_{zn} \frac{np}{b} \left[-\frac{k^2}{(k_{zn})^2} + 1 \right] \sin \frac{np}{b} y \left(C_{1n}^m e^{jk_{zn}z} - C_{2n}^m e^{-jk_{zn}z} \right) \quad (1.39)$$

$$H_z = \cos \frac{p}{a} x \sum_{n=0}^N \left[k^2 - (k_{zn})^2 \right] \cos \frac{np}{b} y \left(C_{1n}^m e^{jk_{zn}z} + C_{2n}^m e^{-jk_{zn}z} \right) \quad (1.40)$$

$$(k)^2 = \left(\frac{p}{a} \right)^2 + \left(\frac{np}{b} \right)^2 + (k_{zn})^2 \quad (1.41)$$

Ačkoli při prvním pohledu vypadá toto řešení stejně jako řešení pro LSE vidy, lze snadno ukázat že žádným způsobem, který by zachoval platnost Maxwellových rovnic nelze z LSE vidů přejít na tyto TETM vidy.

Posledním typem úloh, které budou řešeny v dalším textu, jsou pole rozptýlená na dielektrických překážkách, jejichž rozměry závisí na souřadnici y , avšak nezávisí na souřadnici x . Pro řešení takových úloh je možné vyjádřit elektromagnetické pole pomocí složky elektrického Hertzova vektoru \mathbf{p}_y^e . Takto vznikne vid tzv. podélně magnetický LSM.

V kartézské souřadné soustavě pak můžeme psát

$$\mathbf{p}_y^e = (A_{11} \sin k_{x1}x + A_{21} \cos k_{x1}x) \sum_n (B_{1n} \sin k_{yn}y + B_{2n} \cos k_{yn}y) (C_{1n} e^{jk_{zn}z} + C_{2n} e^{-jk_{zn}z}) \quad (1.42)$$

$$(k)^2 = (k_{x1})^2 + (k_{yn})^2 + (k_{zn})^2 \quad (1.43)$$

a následně pak složky pole

$$E_x = k_{x1} (A_{11} \cos k_{x1}x - A_{21} \sin k_{x1}x) \sum_n k_{yn} (B_{1n} \cos k_{yn}y - B_{2n} \sin k_{yn}y) (C_{1n} e^{jk_{zn}z} + C_{2n} e^{-jk_{zn}z}) \quad (1.44)$$

$$E_y = (A_{11} \sin k_{x1}x + A_{21} \cos k_{x1}x) \sum_n \left[(k)^2 - (k_{yn})^2 \right] (B_{1n} \sin k_{yn}y + B_{2n} \cos k_{yn}y) (C_{1n} e^{jk_{zn}z} + C_{2n} e^{-jk_{zn}z}) \quad (1.45)$$

$$E_z = (A_{11} \sin k_{x1}x + A_{21} \cos k_{x1}x) \sum_n jk_{zn} k_{yn} (B_{1n} \cos k_{yn}y - B_{2n} \sin k_{yn}y) (C_{1n} e^{jk_{zn}z} - C_{2n} e^{-jk_{zn}z}) \quad (1.46)$$

$$H_x = we (A_{11} \sin k_{x1}x + A_{21} \cos k_{x1}x) \sum_n k_{zn} (B_{1n} \sin k_{yn}y + B_{2n} \cos k_{yn}y) (C_{1n} e^{jk_{zn}z} - C_{2n} e^{-jk_{zn}z}) \quad (1.47)$$

$$H_z = jwe k_{x1} (A_{11} \cos k_{x1}x - A_{21} \sin k_{x1}x) \sum_n (B_{1n} \sin k_{yn}y + B_{2n} \cos k_{yn}y) (C_{1n} e^{jk_{zn}z} + C_{2n} e^{-jk_{zn}z}) \quad (1.48)$$

po uvážení okrajových podmínek na plášti vlnovodu bude

$$E_x = -\frac{p}{a} \cos \frac{p}{a} x \sum_n \frac{np}{b} \sin \frac{np}{b} y \left(C_{1n} e^{jk_{zn}z} + C_{2n} e^{-jk_{zn}z} \right) \quad (1.49)$$

$$E_y = \sin \frac{p}{a} x \sum_n \left[(k)^2 - \left(\frac{np}{b} \right)^2 \right] \cos \frac{np}{b} y \left(C_{1n} e^{jk_{zn}z} + C_{2n} e^{-jk_{zn}z} \right) \quad (1.50)$$

$$E_z = -\sin \frac{p}{a} x \sum_n jk_{zn} \frac{np}{b} \sin \frac{np}{b} y \left(C_{1n} e^{jk_{zn}z} - C_{2n} e^{-jk_{zn}z} \right) \quad (1.51)$$

$$H_x = we \sin \frac{p}{a} x \sum_n k_{zn} \cos \frac{np}{b} y \left(C_{1n} e^{jk_{zn}z} - C_{2n} e^{-jk_{zn}z} \right) \quad (1.52)$$

$$H_z = jwe \frac{p}{a} \cos \frac{p}{a} x \sum_n \cos \frac{np}{b} y \left(C_{1n} e^{jk_{zn}z} + C_{2n} e^{-jk_{zn}z} \right) \quad (1.53)$$

$$(k)^2 = \left(\frac{p}{a} \right)^2 + \left(\frac{np}{b} \right)^2 + (k_{zn})^2 \quad (1.54)$$

Pomocí těchto čtyř sad vidů a s použitím metody sešívání vidů budou analyzovány všechny struktury v následujícím textu.

Literatura ke kapitole č.1

[1] Teoretické základy mikrovlnné techniky, Václav Tysl / SNTL Praha 1989

[2] Advanced Engineering Electromagnetics, Constantine A. Balanis

[3] Teoretické základy techniky centimetrových vln, Bohumil Kvasil / SNTL Praha 1957

2. Měření dielektrik ve vlnovodu

Obecně bylo pro měření dielektrik vyvinuto mnoho metod. Měření ve vlnovodném uspořádání lze dále rozdělit na měření rezonanční a na měření nerezonanční.

Rezonanční měření využívají vlnovodných rezonátorů a hodnota permitivity a ztrátového činitele se zde určuje z rezonančních kmitočtů jednotlivých buzených vidů a činitele jakosti rezonátoru. Při měření feroelektrických materiálů s možností zkoumání vlivu statického elektrického pole na jejich permitivitu je však nutné, aby na měřeném vzorku feroelektrika byly umístěny elektrody pro přiložení ladicího napětí. Při měření těmito metodami se však většinou využívá chování rezonátoru na různých buzených videch, které však mají různé rozložení elektromagnetického pole. Kovové elektrody však budou elektromagnetické pole každého vidu ovlivňovat jinak. Polarizační elektrody tedy nemohou být optimalizovány tak, aby nejlépe vyhověly požadavkům výpočtu i měření.

Výhodou rezonančních metod je velká přesnost měření permitivity a ztrátového činitele, díky velké přesnosti určování rezonančních frekvencí jednotlivých vidů.

Další možností měření dielektrik ve vlnovodném uspořádání jsou nerezonanční metody. Ty zkoumají vliv měřeného vzorku na rozptylové parametry soustavy a z nich a ze známého rozložení pole uvnitř celé struktury zjišťují permitivitu a ztrátový činitel dielektrika. Výhodou těchto metod je to, že téměř výhradně používají k buzení dominantní vid. Umístění elektrod je tedy možné předem optimalizovat tak, aby celá měřicí metoda byla dobře teoreticky a prakticky zvládnutelná.

Cenou za toto zjednodušení je však snížená přesnost měření, která je dána přesností měření rozptylových parametrů. Díky dnešním přesným vektorovým analyzátorům a pokročilým kalibračním metodám, bude však i v tomto případě přesnost měření charakteristik materiálu dostatečná k návrhu komponent s jeho užitím.

Právě díky výhodě lépe definovatelnému vlivu elektrod na měření bude v dalším textu věnována pozornost pouze nerezonančním metodám měření.

Jak bylo řečeno, podstata těchto metod spočívá ve změření rozptylových parametrů vlnovodu, v němž je nějakým způsobem umístěné dielektrikum. Z těchto naměřených parametrů je pak nutné získat informaci o vlastnostech dielektrika. Jak bude ukázáno v dalších kapitolách, nelze ani v těch nejjednodušších případech provést přímou inverzi problému tak, abychom pro vstupní hodnoty v podobě naměřených rozptylových parametrů dostali přímo parametry měřeného materiálu. Vždy bude nutné postupovat tak, že v modelu dané struktury se budou

měnit parametry měřeného dielektrika do té doby ,dokud nebude dosaženo shody mezi měřenými a vypočtenými rozptylovými parametry a to např. ve smyslu nejmenší kvadratické odchylky.

Odtud je patrné, že rychlost, se kterou musí být proveden jeden výpočetní krok modelu musí být dostatečně velká na to, aby bylo možné v rozumně krátké době zjistit parametry měřeného vzorku. V případě měření tenkých filmů s tloušťkou řádu mikrometrů, které jsou umístěny ve vlnovodu s rozměry řádu centimetrů je však z praktických důvodů vyloučeno používat pro výpočet parametrů modelu jakýkoli elektromagnetický simulátor. Jelikož při takto rozdílných rozměrech musí být dělení použité sítě pro získání dostatečně přesných výsledků natolik jemné, že výpočetní časy pro provedení jediného kroku mohou být na běžném PC i řadu hodin a při potřebě mnoha např. stovek kroků pro získání parametrů měřeného vzorku je tento postup nepoužitelný.

Cílem dalších kapitol tedy zároveň bude nalézt metodu, která bude daný problém řešit rychleji.

V dalších čtyřech kapitolách budou popsány čtyři možnosti měření dielektrik ve vlnovodu.

Výsledkem každé kapitoly bude série grafů, ze které bude usouzeno, pro jaké rozmezí tlouštěk, permitivit a ztrát je možné danou metodu použít při dané přesnosti vektorových analyzátorů. Zároveň bude uvažována možnost uspořádání ladících elektrod na vzorek.

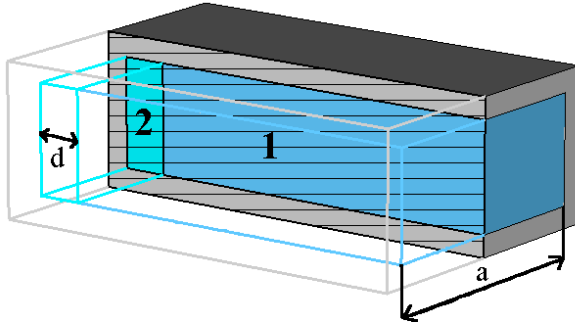
Výsledky uvedené v této kapitole se však budou týkat pouze vlnovodu bez přítomnosti elektrod. Ty budou samostatně diskutovány v kapitolách s číslem 3.x.

Výsledkem kapitol č. 2.x a č. 3.x bude výběr metody, vhodné pro měření feroelektrických tenkých filmů.

Na závěr kapitoly ještě poznamenejme, že ve všech následujících kapitolách bude při diskusi výsledků uvažován minimální rozdíl amplitud rozlišitelný reálným vektorovým analyzátozem o velikosti 0.01 a minimální rozlišitelný rozdíl fáze o velikosti 1° .

2.1. Měření s deskou zakončenou zkratem s normálou rovnoběžnou s osou vlnovodu

Tato metoda je představitelem klasické metody měření dielektrik ve vlnovodu. Umístění dielektrika je patrné z obrázku č. 2.



obr. 2

Jedná se tedy o případ, kdy deska dielektrika vyplňuje celý průřez vlnovodu a její dokonale rovná stěna je kolmá na směr šíření vlny uvnitř vlnovodu.

Pro snazší manipulaci s výsledky a pro potřebu této kapitoly bude analyzován pouze případ, kdy měřené dielektrikum je jediné dielektrikum ve vlnovodu. To sice neodpovídá konfiguraci skutečných měřených vzorků, které se v případě ferroelektrických filmů skládají z nosného substrátu a vlastního filmu, ale pro získání kvalitativních úvah o vhodnosti této metody k měření to nebude vadit. Celá metoda řešení, jak bude v této kapitole uvedena, je přímočaře rozšiřitelná na libovolný počet dielektrických desek.

Vzhledem k tomu, že jako budící vid se používá vid dominantní, bude celá úloha nezávislá na souřadnici y .

Tuto úlohu je tedy možné popsat pomocí rozložení elektromagnetického pole ve tvaru (1.8)-(1.11). K řešení úlohy bude použita metoda sešívání vidů.

V oblasti vzduchu, tedy v oblasti č. 1 je možné popsat elektromagnetické pole pomocí vztahů,

$$E_y = -j\omega m C_2^1 \frac{p}{a} \sin \frac{p}{a} x \cdot e^{-jk_{z1}^1 z} + \sum_{m=1}^N -j\omega m C_{1m}^1 \frac{mp}{a} \sin \frac{mp}{a} x \cdot e^{jk_{zm}^1 z} \quad (2.1)$$

$$H_x = j \frac{p}{a} C_2^1 k_{z1}^1 \sin \frac{p}{a} x \cdot e^{-jk_{z1}^1 z} + \sum_{m=1}^N -j \frac{mp}{a} C_{1m}^1 k_{zm}^1 \sin \frac{mp}{a} x \cdot e^{jk_{zm}^1 z} \quad (2.2)$$

$$H_z = \left(\frac{p}{a} \right)^2 C_2^1 \cos \frac{p}{a} x \cdot e^{-jk_{z1}^1 z} + \sum_{m=1}^N \left(\frac{mp}{a} \right)^2 C_{1m}^1 \cos \frac{mp}{a} x \cdot e^{jk_{zm}^1 z} \quad (2.3),$$

kde první část vztahů je tvořena vlnou budící se známou a libovolnou amplitudou C_2^1 a druhá část vlnami odraženými od rozhraní dielektrikum-vzduch.

Horní indexy budou v celém dalším textu značit oblast a dolní indexy pak pořadí vidu.

V oblasti dielektrika je pak pole vyjádřitelné pomocí vztahů

$$E_y = \sum_{m=1}^N -j\omega m \frac{mp}{a} \sin \frac{mp}{a} x \cdot C_{2m}^2 e^{-jk_{zm}^2 z} \left(1 - e^{2jk_{zm}^2(z-d)}\right) \quad (2.4)$$

$$H_x = \sum_{m=1}^N j \frac{mp}{a} k_{zm}^2 \sin \frac{mp}{a} x \cdot C_{2m}^2 e^{-jk_{zm}^2 z} \left(1 + e^{2jk_{zm}^2(z-d)}\right) \quad (2.5)$$

$$H_z = \sum_{m=1}^N \left(\frac{mp}{a}\right)^2 \cos \frac{mp}{a} x \cdot C_{2m}^2 e^{-jk_{zm}^2 z} \left(1 - e^{2jk_{zm}^2(z-d)}\right) \quad (2.6),$$

kde d je tloušťka dielektrické desky.

Metoda sešívání vidů spočívá v tom, že porovnáme tečné složky magnetického a elektrického pole na rozhraní dielektrika a vzduchu. Zvolme toto místo v $z=0$.

Následně pak porovnáme koeficienty u stejných funkcí, čímž získáme soustavu algebraických rovnic pro hledané koeficienty odražených vln a vln prošlých rozhraním.

V tomto případě je možné provést porovnání koeficientů přímo, ale v obecném případě může být na obou stranách rozhraní pole vyjádřeno pomocí jiných bázevých funkcí. V takovém případě je nutné pomocí vlastností ortogonality vlastních funkcí vlnové rovnice, což v tomto případě představuje ortogonalitu jednotlivých vidů, vyjádřit složky pole z jedné strany rozhraní pomocí složek pole z druhé strany rozhraní.

To lze provést tak, že rovnice pro rovnost tečných složek pole vynásobíme členem $\sin \frac{np}{a} x$,

kde $n=1,2,\dots,N$ a pak je zintegrujeme podle proměnné x pře interval $x \in (0..a)$. Pak

s uvážením že

$$\int_0^a \sin \frac{mp}{a} x \cdot \sin \frac{np}{a} x dx = \frac{a}{2} d_{mn} \quad (2.6)$$

dostaneme soustavu rovnic :

$$C_2^1 d_{1n} = -C_{1n}^1 n + n C_{2n}^2 \left(1 - e^{2jk_{zn}^2(-d)}\right) \quad (2.7)$$

$$C_2^1 k_{z1}^1 d_{1n} = n C_{1n}^1 k_{zn}^1 + n k_{zn}^2 C_{2n}^2 \left(1 + e^{2jk_{zn}^2(-d)}\right) \quad (2.8),$$

kde $n=1,2,\dots,N$

Soustavu přepíšeme do maticové podoby

$$\begin{pmatrix} -1 & (1 - e^{-2jk_{zn}^2 d}) \\ k_{zn}^1 & k_{zn}^2 (1 + e^{-2jk_{zn}^2 d}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_{1n}^1 \\ C_{2n}^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{C_2^1 d_{1n}}{n} \\ \frac{C_2^1 k_{z1}^1 d_{1n}}{n} \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

a použitím Cramerova pravidla snadno dostaneme

$$C_{1n}^1 = \frac{C_2^1 d_{1n} \cdot -k_{zn}^2 (1 + e^{-2jk_{zn}^2 d}) + k_{z1}^1 (1 - e^{-2jk_{zn}^2 d})}{n \cdot k_{zn}^2 (1 + e^{-2jk_{zn}^2 d}) + k_{z1}^1 (1 - e^{-2jk_{zn}^2 d})} \quad (2.10).$$

Z tohoto vztahu je vidět, že všechny koeficienty, až na první v pořadí, odražených i prošlých vln budou nulové. To tedy ukazuje, že se ani uvnitř dielektrika ani na rozhraní dielektrika vzduchem nebudí žádné vyšší vidy, ačkoli jejich konstanty šíření by mohly, při velké hodnotě permitivity již nabývat reálných hodnot.

Pomocí definice rozptylových parametrů pak snadno získáme

$$s_{11} = \frac{C_{11}^1}{C_2^1} \quad (2.11)$$

příčemž referenční rovina je v místě rozhraní. Odtud tedy dostaneme

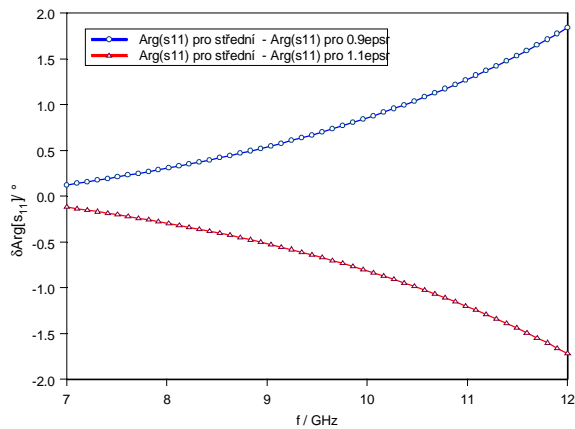
$$s_{11} = \frac{-k_{z1}^2 (1 + e^{-2jk_{z1}^2 d}) + k_{z1}^1 (1 - e^{-2jk_{z1}^2 d})}{k_{z1}^2 (1 + e^{-2jk_{z1}^2 d}) + k_{z1}^1 (1 - e^{-2jk_{z1}^2 d})} = \frac{(k_{z1}^1 - k_{z1}^2) - e^{-2jk_{z1}^2 d} (k_{z1}^2 + k_{z1}^1)}{(k_{z1}^1 + k_{z1}^2) + e^{-2jk_{z1}^2 d} (k_{z1}^2 - k_{z1}^1)} \quad (2.12).$$

Jak již bylo řečeno, výsledkem každé kapitoly bude série grafů, ze kterých bude následně usouzeno v jakých mezích tloušťek a hodnot permitivit vzorku je možné tuto metodu použít.

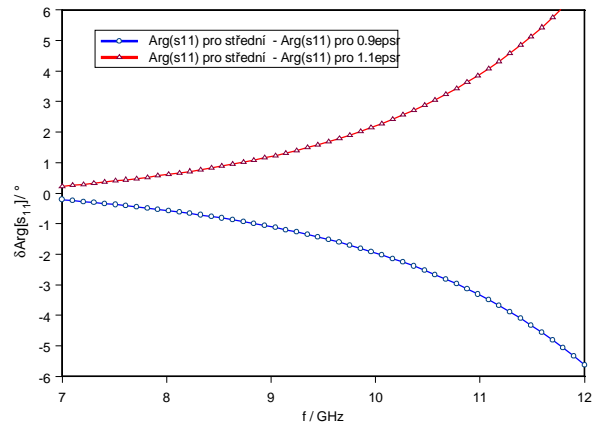
Na následujících obrázcích jsou uvedeny vypočítané frekvenční průběhy rozdílů fází rozptylových parametrů podle předchozího postupu. Na obrázku je vždy rozdíl ve fázi koeficientu odrazu mezi případem jisté střední hodnoty permitivity a případem kdy je permitivita o 10 % vyšší a o 10 % nižší. U všech obrázků předpokládáme nulové ztráty dielektrika.

Jak bylo řečeno v kapitole 2, minimální dosažitelná chyba měření fáze je asi 1°. Z obrázků je tedy ihned vidět, kdy je již změna permitivity měřitelná a kdy ne.

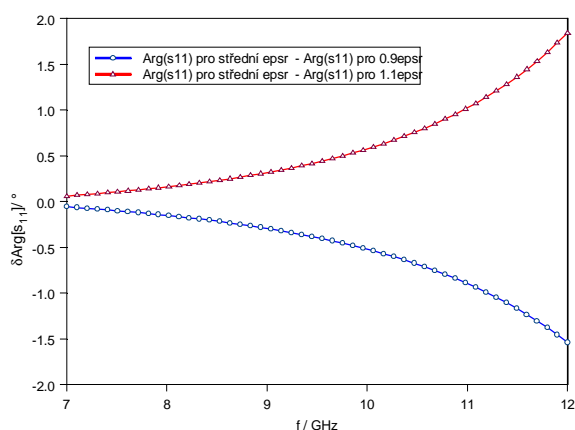
Dále jsou seřazeny obrázky postupně podle rostoucí permitivity.



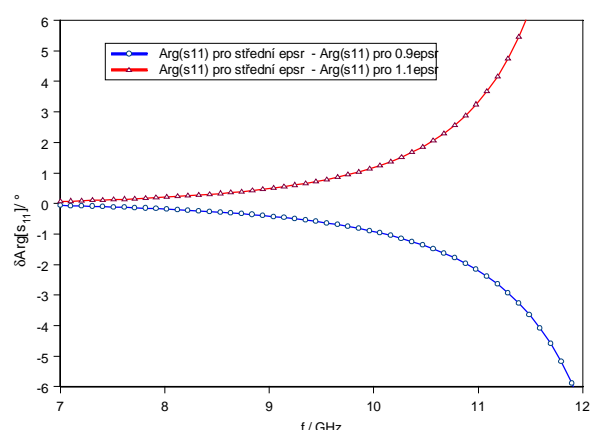
obr. 3. Frekvenční závislost rozdílu fází koeficientů odrazu pro $\epsilon_r = 2.7;3;3.3$ a $\text{tg}\delta = 0$, $d = 2$ mm



obr. 4. Frekvenční závislost rozdílu fází koeficientů odrazu pro $\epsilon_r = 9;10;11$ a $\text{tg}\delta = 0$, $d = 1.5$ mm



obr. 5. Frekvenční závislost rozdílu fází koeficientů odrazu pro $\epsilon_r = 67.5;75;82.5$ a $\text{tg}\delta = 0$, $d = 0.5$ mm



obr. 6. Frekvenční závislost rozdílu fází koeficientů odrazu pro $\epsilon_r = 450;500;550$ a $\text{tg}\delta = 0$, $d = 0.25$ mm

Z obrázku je na první pohled ihned patrný první nedostatek této metody a tou je frekvenční závislost měřitelnosti permitivity. Zatímco na vysokých kmitočtech je v uvedených případech permitivita tří vzorků vždy při uvážení maximální rozlišitelnosti 1° měřitelná, na nízkých frekvencích je vždy pod hranicí rozlišitelnosti. To je nepříjemná vlastnost především u vzorků s vysokou permitivitou, jelikož frekvenční průběh prudce roste s rostoucí frekvencí a pokud bychom chtěli i na nízkých kmitočtech dosáhnout měřitelnosti permitivity může se stát, že na vysokých kmitočtech se již fáze otočí o 360° a dostaneme se tím do problému se správným přiřazením permitivity.

Dále je též vidět, že metoda je účinná především pro tlusté vzorky a k měření feroelektrických filmů s tloušťkou řádově desítky mikrometrů je nevhodná. Tato vlastnost je způsobena právě tím, že jediné co můžeme při tomto uspořádání detekovat je fáze, která je přímo závislá na elektrické délce vzorku dielektrika. V případě feroelektrických filmů je i s jejich velkou hodnotou permitivity jejich elektrická délka malá.

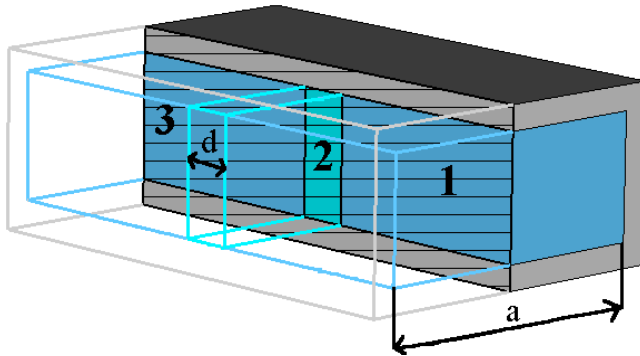
Na závěr ještě uvedeme, jak jsou v tomto uspořádání měřitelné ztráty. Ztráty dielektrika se projeví jednak ve fázi koeficientu odrazu tím, že změní elektrickou délku dielektrika. Dále se

projeví tím, že amplituda koeficientu odrazu bude menší než jedna. Bohužel však lze předchozím postupem ukázat, že i při relativně vysokém ztrátovém činiteli např. $tg d = 0.1$ pro $f = 9.5 GHz$ a vzorek o tloušťce $t = 0.5 mm$ jsou odchylky v amplitudě od hodnoty jedna v řádu tisícín a změny fáze řádu setin. Takové odchylky jsou při použití běžného vektorového analyzátoru neměřitelné.

2.2. Měření s průchozí deskou s normálou rovnoběžnou s osou vlnovodu

Tato metoda představuje variaci metody předešlé, kdy za deskou není zkrat, ale prázdný vlnovod. Jedná se opět o metodu klasickou, avšak mnohem méně používanou. Tato metoda odstraňuje některé nedostatky metody předchozí, což bude ukázáno na konci kapitoly.

Umístění dielektrika při této metodě je patrné z obrázku č. 7.



obr. 7

Jedná se opět o desku dielektrika vyplňující celý průřez vlnovodu, jejíž dokonale rovná stěna je kolmá na směr šíření vlny uvnitř vlnovodu.

Pro rozbor bude opět použit model pouze s jedinou dielektrickou deskou.

Z minulé úlohy vyplynulo, že v případě těchto úloh se v žádné části struktury nebudí vyšší vlnovodné vidy a metoda sešívání vidů je zde tedy zbytečná. Ve všech dalších výpočtech tedy budeme počítat pouze s jediným a to dominantním videm.

Řešení této úlohy je velmi podobné jako řešení úlohy předešlé a proto výklad tedy bude poněkud stručnější.

Pole v oblasti č. 1 bude popsáno vztahy

$$E_y = -j\omega\mu C_2^1 \frac{P}{a} \sin \frac{P}{a} x \cdot e^{-jk_{z1}^1 z} - j\omega\mu C_{11}^1 \frac{P}{a} \sin \frac{P}{a} x \cdot e^{jk_{z1}^1 z} \quad (2.2.1)$$

$$H_x = j \frac{P}{a} C_2^1 k_{z1}^1 \sin \frac{P}{a} x \cdot e^{-jk_{z1}^1 z} - j \frac{P}{a} C_{11}^1 k_{z1}^1 \sin \frac{P}{a} x \cdot e^{jk_{z1}^1 z} \quad (2.2.2)$$

$$H_z = \left(\frac{P}{a} \right)^2 C_2^1 \cos \frac{P}{a} x \cdot e^{-jk_{z1}^1 z} + \left(\frac{P}{a} \right)^2 C_{11}^1 \cos \frac{P}{a} x \cdot e^{jk_{z1}^1 z} \quad (2.2.3)$$

kde C_2^1 je opět známá amplituda budící vlny

V oblasti 2 pak bude

$$E_y = -j\omega m \frac{P}{a} \sin \frac{P}{a} x \left(C_{11}^2 e^{jk_{z1}^2 z} + C_{21}^2 e^{-jk_{z1}^2 z} \right) \quad (2.2.4)$$

$$H_x = -j \frac{P}{a} k_{z1}^2 \sin \frac{P}{a} x \left(C_{11}^2 e^{jk_{z1}^2 z} - C_{21}^2 e^{-jk_{z1}^2 z} \right) \quad (2.2.5)$$

$$H_z = \left(\frac{P}{a} \right)^2 \cos \frac{P}{a} x \left(C_{11}^2 e^{jk_{z1}^2 z} + C_{21}^2 e^{-jk_{z1}^2 z} \right) \quad (2.2.6)$$

a v oblasti 3 bude

$$E_y = -j\omega m C_{21}^3 \frac{P}{a} \sin \frac{P}{a} x \cdot e^{-jk_{z1}^3 z} \quad (2.2.7)$$

$$H_x = j \frac{P}{a} C_{21}^3 k_{z1}^3 \sin \frac{P}{a} x \cdot e^{-jk_{z1}^3 z} \quad (2.2.8)$$

$$H_z = \left(\frac{P}{a} \right)^2 C_{21}^3 \cos \frac{P}{a} x \cdot e^{-jk_{z1}^3 z} \quad (2.2.9)$$

Porovnáním tečných složek pole na rozhraní v $z=0$ (počátek oblasti 2) a $z=d$ (konec oblasti 2) dostaneme následující soustavu rovnic

$$\begin{pmatrix} -1 & 1 & 1 & 0 \\ k_{z1}^1 & -k_{z1}^2 & k_{z1}^2 & 0 \\ 0 & e^{jk_{z1}^2 d} & e^{-jk_{z1}^2 d} & -e^{-jk_{z1}^3 d} \\ 0 & -k_{z1}^2 e^{jk_{z1}^2 d} & k_{z1}^2 e^{-jk_{z1}^2 d} & -k_{z1}^3 e^{-jk_{z1}^3 d} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_{11}^1 \\ C_{11}^2 \\ C_{21}^2 \\ C_{21}^3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_2^1 \\ C_2^1 k_{z1}^1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.2.10).$$

Odtud pak po vypočtení neznámých koeficientů dostaneme rozptylové parametry, s referenčními rovinami na přední a zadní stěně dielektrika, podle vztahů

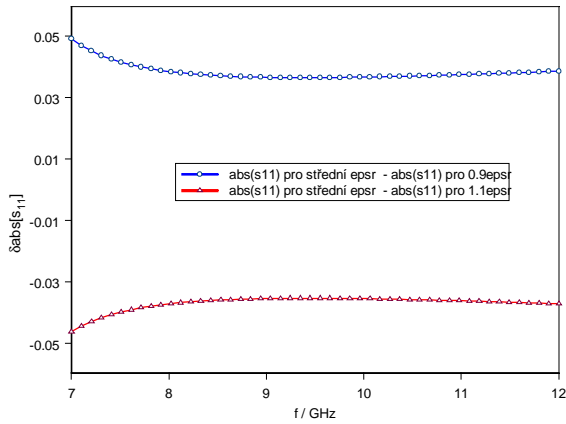
$$s_{11} = s_{22} = \frac{C_{11}^1}{C_2^1} \quad (2.2.11)$$

a

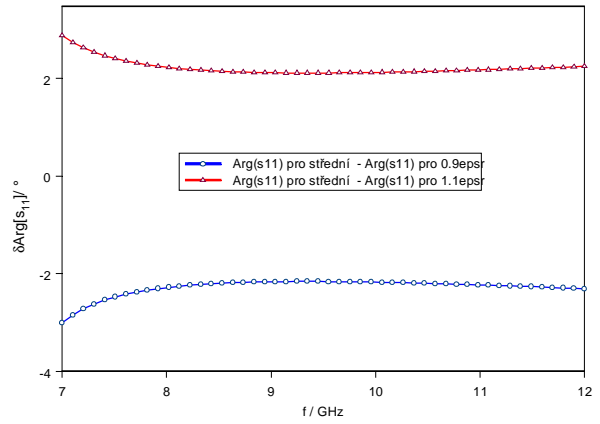
$$s_{21} = s_{12} = \frac{C_{21}^3}{C_2^1} e^{-j(k_{z1}^3 - k_{z1}^1)d} \quad (2.2.12)$$

Na následujících obrázcích jsou podobně jako v předchozí kapitole uvedeny rozdíly jednak ve fázi a jednak v amplitudě koeficientů odrazu, vypočtené podle předchozí metody. Rozdíly jsou opět voleny mezi jistou střední hodnotou permitivity a permitivitou o 10 % vyšší a o 10 % nižší.

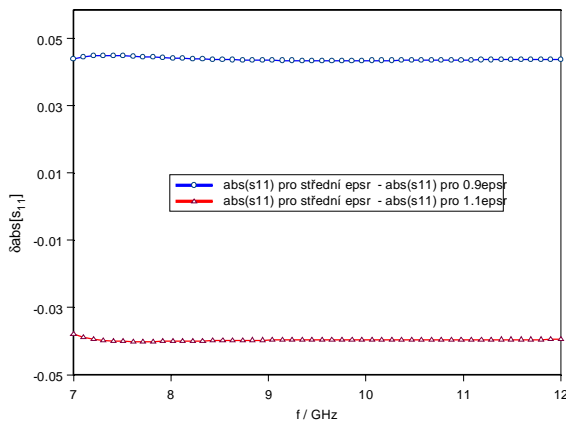
Obrázky jsou seřazeny podle rostoucí hodnoty permitivity.



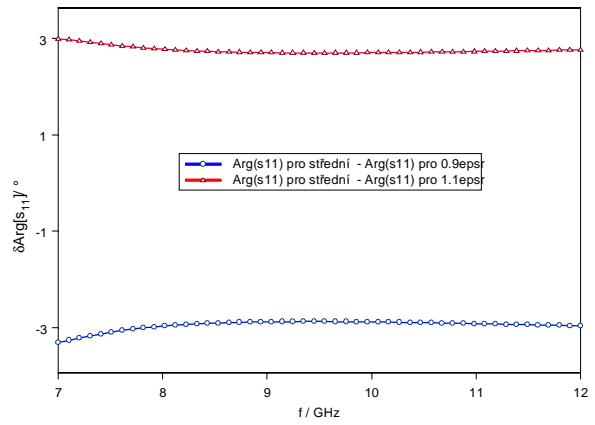
obr. 8. Frekvenční závislost rozdílů velikostí koeficientů odrazu pro $\epsilon_r = 2.7; 3; 3.3$ a $\text{tg}\delta = 0$, $d = 1$ mm



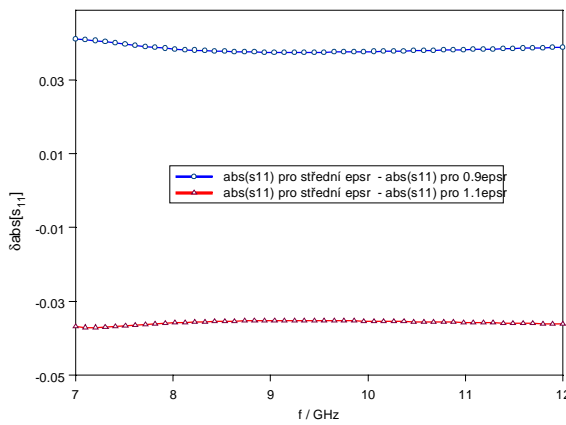
obr. 9. Frekvenční závislost rozdílů fází koeficientů odrazu pro $\epsilon_r = 2.7; 3; 3.3$ a $\text{tg}\delta = 0$, $d = 1$ mm



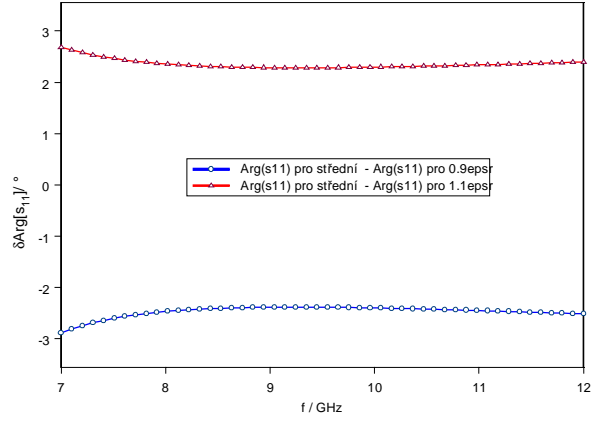
obr. 10. Frekvenční závislost rozdílů velikostí koeficientů odrazu pro $\epsilon_r = 9; 10; 11$ a $\text{tg}\delta = 0$, $d = 0.5$ mm



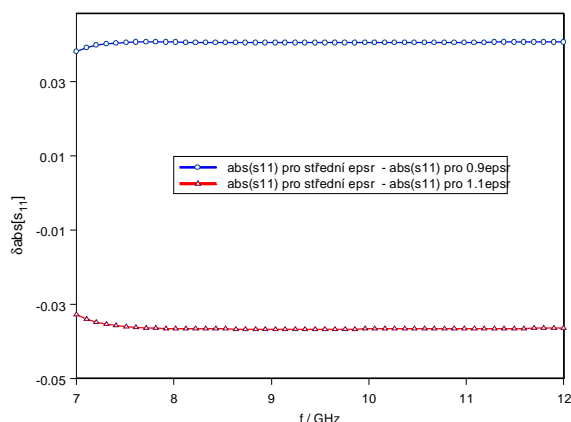
obr. 11. Frekvenční závislost rozdílů fází koeficientů odrazu pro $\epsilon_r = 9; 10; 11$ a $\text{tg}\delta = 0$, $d = 0.5$ mm



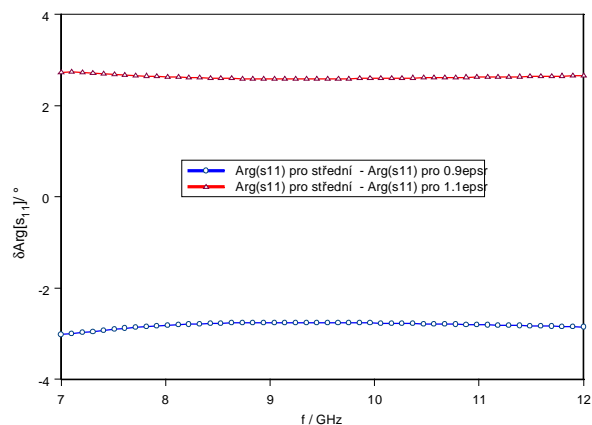
obr. 12. Frekvenční závislost rozdílů velikostí koeficientů odrazu pro $\epsilon_r = 67.5; 75; 82.5$ a $\text{tg}\delta = 0$, $d = 0.05$ mm



obr. 13. Frekvenční závislost rozdílů fází koeficientů odrazu pro $\epsilon_r = 67.5; 75; 82.5$ a $\text{tg}\delta = 0$, $d = 0.05$ mm



obr. 14. Frekvenční závislost rozdílu velikostí koeficientů odrazu pro $\epsilon_r = 450;500;550$ a $\text{tg}\delta = 0$, $d = 0.01$ mm



obr. 15. Frekvenční závislost rozdílu fází koeficientů odrazu pro $\epsilon_r = 450;500;550$ a $\text{tg}\delta = 0$, $d = 0.01$ mm

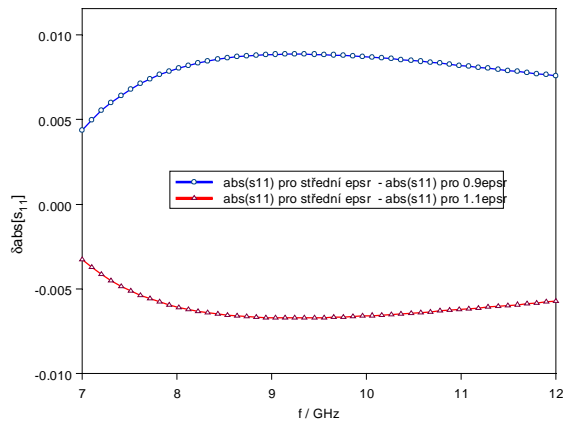
U všech vypočítaných rozdílů na obr. 8 až obr. 15 se velikost koeficientu odrazu pohybovala kolem hodnoty 0.5, tedy v oblasti, ve které bývá přesnost měření amplitudy i fáze na vektorovém analyzátoru nejvyšší.

U této metody je patrné, že jak fázové tak amplitudové rozdíly nevykazují téměř žádnou frekvenční závislost. Tímto způsobem lze tedy spolehlivě měřit permitivitu v celém frekvenčním pásmu.

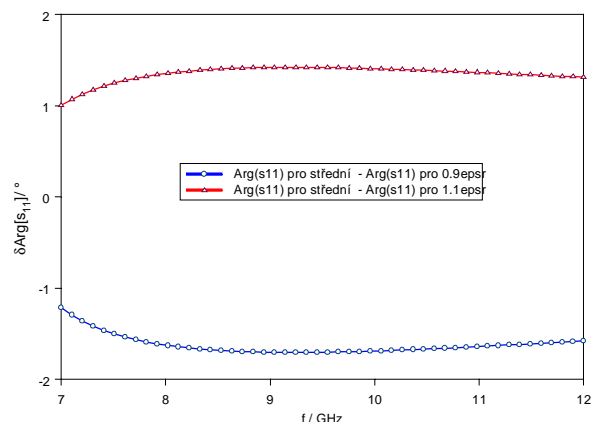
Velikost fázových i amplitudových rozdílů je na obr. 8 až obr. 15 vyšší než typická přesnost vektorového analyzátoru a proto ve všech případech bude permitivita dobře měřitelná. A tedy tato měřicí metoda je ve všech ohledech výhodnější než metoda předešlá.

Dobrá měřitelnost permitivity bude v tomto případě podpořena tím, že velikost koeficientu odrazu není vždy rovna jedné a máme tedy v případě měření odrazů o jednu veličinu více při vyhodnocování permitivity. Tato vlastnost se hodí především pokud hledáme permitivitu pomocí iteračního postupu popsaného v kapitole č. 2.

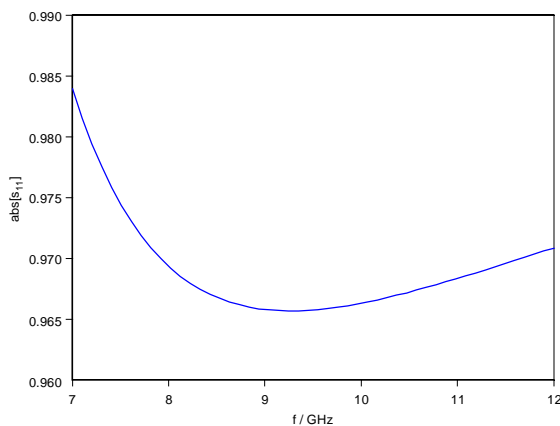
I tato metoda má však své nevýhody. Tou největší je fakt, že při příliš tlustých vzorcích s vysokou permitivitou bude velikost koeficientu odrazu téměř jedna a tím nejen, že značně klesne přesnost měření vektorovým analyzátozem, ale také rozdíly vykreslované v grafech se zmenší, čímž se přesnost metody výrazně sníží. Pro názorné předvedení této nevýhody jsou uvedeny následující obrázky.



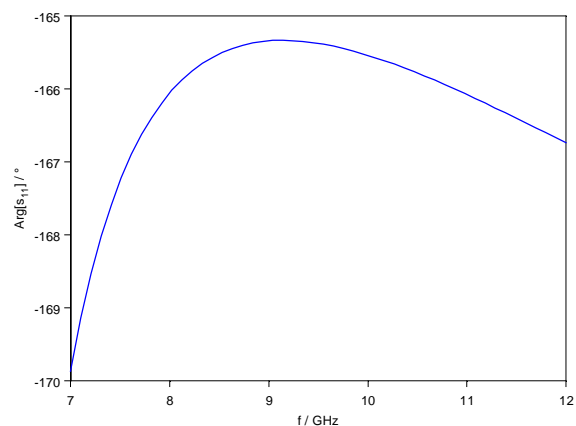
obr. 16. Frekvenční závislost rozdílu velikostí koeficientů odrazu pro $\epsilon_r = 450;500;550$ a $\text{tg}\delta = 0$, $d = 0.05$ mm



obr. 17. Frekvenční závislost rozdílu fází koeficientů odrazu pro $\epsilon_r = 450;500;550$ a $\text{tg}\delta = 0$, $d = 0.05$ mm



obr. 18. Frekvenční závislost velikosti koeficientu odrazu pro $\epsilon_r = 450;500;550$ a $\text{tg}\delta = 0$, $d = 0.05$ mm



obr. 19. Frekvenční závislost fáze koeficientu odrazu pro $\epsilon_r = 450;500;550$ a $\text{tg}\delta = 0$, $d = 0.05$ mm

Na druhou stranu k měření nemusíme využívat pouze znalost koeficientu odrazu, ale můžeme použít i znalost koeficientu přenosu. Jeho amplituda pro bezztrátové dielektrikum je dána vztahem $|s_{12}| = \sqrt{1 - |s_{11}|^2}$ a tedy i pro hodnotu např. $|s_{11}| = 0.9$ je $|s_{12}| = 0.436$ což je ale stále velmi dobře měřitelná veličina.

Avšak i s uvažováním výše uvedené nečnosti je použitelnost této metody pro měření dielektrik značně lepší než je tomu u metody předchozí. Z obrázků je též patrné, že u feroelektrických tenkých filmů, které mají tloušťku řádu mikrometrů je použitelnost této metody dokonce velmi dobrá.

Autoři článku [2] navrhli ještě způsob jak snížit odrazy u silnějších vzorků s vysokou permitivitou. Princip spočívá v tom, že se před i za vzorek přidá ještě přizpůsobovací destička známého dielektrika, která svou permitivitou a rozměry impedančně přizpůsobí daný vzorek a tím sníží měřenou velikost koeficientu odrazu.

V článku však nejsou žádné výsledky, které by ukazovali jak dobře toto přizpůsobení funguje. Uvádějí jen výsledné grafy kdy např. hlavní vzorek má $\epsilon_r = 290$ a tloušťku $t = 3.89$ mm a

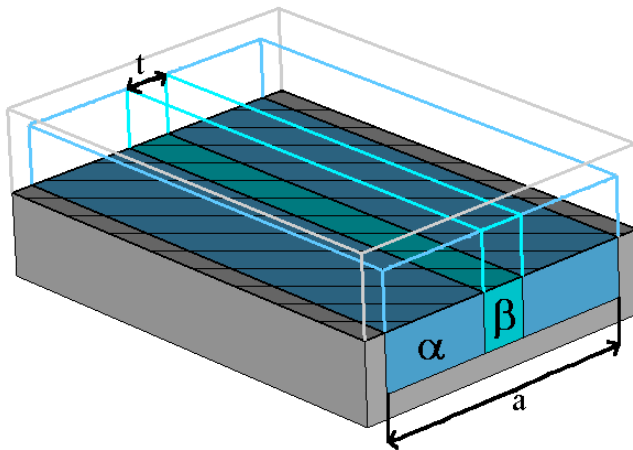
přizpůsobovací destička má $\epsilon_r = 2.3$ a $t = 6.56 \text{ mm}$. Samotný měřený vzorek je již natolik tlustý, že vykazuje rezonanční chování, avšak mimo rezonanci má velikost koeficientu odrazu prakticky rovnu jedné. S přizpůsobovací destičkou se tato hodnota sníží asi na $|s_{11}| = 0.95$, tedy na hodnotu, která je stejně velmi špatně měřitelná. Je však pravdou, že velikost koeficientu přenosu se zvýšila z prakticky nulové hodnoty na hodnotu asi $|s_{12}| \approx 0.2$ což je dobře měřitelné.

Je tedy vidět, že jistého zlepšení lze pomocí této úpravy dosáhnout. Výpočetně je tento postup také velmi dobře použitelný, jelikož stačí použít postup uvedený na začátku kapitoly k výpočtu rozptylových parametrů jednotlivých desek a následně pak kaskádním řazením jednotlivých desek za sebe získat rozptylové parametry celého uspořádání. Z důvodů omezeného prostoru v této práci však výsledky tohoto postupu nebudeme uvádět.

Poslední věcí, o které je třeba se zmínit je měření ztrátového činitele. Zde je bohužel opět nutné konstatovat, že rozdíl mezi rozptylovými parametry u měřeného bezztrátového vzorku o tloušťce $t = 0.5 \text{ mm}$ a u stejného vzorku se ztrátovým činitelem $tg d = 0.1$ při $f = 9.5 \text{ GHz}$ je při použití běžného vektorového analyzátoru nezjistitelný.

2.3.1. Elektromagnetické pole ve vlnovodu s deskou podélně umístěnou v rovině elektrického pole

Aby bylo možné provést v následující kapitole výpočet rozptylových parametrů desky umístěné podélně ve vlnovodu pomocí metody sešívání vidů, je nejprve nutné nalézt rozložení elektromagnetického pole uvnitř vlnovodu, který je vyplněný deskou v celé své délce. Umístění dielektrika je patrné z obr. 20.



obr. 20

Jelikož se v těchto kapitolách zabýváme pouze zhodnocením měřící metody, bude pro zjednodušení úlohy deska umístěna do středu vlnovodu a úloha tedy bude podle tohoto středu symetrická. Celý postup je ale velmi jednoduše rozšířitelný na větší počet desek i na jejich variantní umístění v průřezu.

Jelikož v příští kapitole budeme zkoumat případ, kdy na část vlnovodu podle obr. 20 dopadá vlna dominantního vidu, který je nezávislý na souřadnici y , bude dále postačovat řešení výše uvedené struktury pouze v podobě TE vln nezávislých na souřadnici y .

Za těchto předpokladů je uprostřed vlnovodu umístěna magnetická stěna a tedy v místě $x = \frac{a}{2}$

bude $H_z = 0$ a pro úplné řešení tedy postačí vyřešit pole jen v levé půlce vlnovodu.

Jednotlivé oblasti vlnovodu jsou označeny následovně $a = \left(x \in \left[0, \frac{[a-t]}{2} \right] \right)$,

$b = \left(x \in \left[\frac{[a-t]}{2}, \frac{a}{2} \right] \right)$, kde t je tloušťka dielektrika.

Rozložení elektromagnetického pole lze popsat podle vztahů (1.8) až (1.11) a v oblasti vzduchu (oblast a) tedy bude

$$E_y = -j\omega m \sum_m k_{xm}^a A_{2m}^a \sin k_{xm}^a x \left(C_{1m} e^{jk_{zm}z} + C_{2m} e^{-jk_{zm}z} \right) \quad (2.3.1.1.)$$

$$H_x = -\sum_m jk_{zm} k_{xm}^a A_{2m}^a \sin k_{xm}^a x \left(C_{1m} e^{jk_{zm}z} - C_{2m} e^{-jk_{zm}z} \right) \quad (2.3.1.2.)$$

$$H_z = \sum_m \left(k_{xm}^a \right)^2 A_{2m}^a \cos k_{xm}^a x \left(C_{1m} e^{jk_{zm}z} + C_{2m} e^{-jk_{zm}z} \right) \quad (2.3.1.3.)$$

$$\left(k^a \right)^2 = \left(\frac{m\mu}{a} \right)^2 + \left(k_{zm} \right)^2 \quad (2.3.1.4.)$$

Automaticky předpokládáme stejné konstanty šíření k_z a konstanty C v obou oblastech.

Pouze tak lze totiž splnit podmínky na rozhraní.

V oblasti dielektrika (oblast b) pak bude

$$E_y = -j\omega m \sum_m k_{xm}^b A_{1m}^b \cos k_{xm}^b \left(\frac{a}{2} - x \right) \left(C_{1m} e^{jk_{zm}z} + C_{2m} e^{-jk_{zm}z} \right) \quad (2.3.1.5.)$$

$$H_x = -\sum_m jk_{zm} k_{xm}^b A_{1m}^b \cos k_{xm}^b \left(\frac{a}{2} - x \right) \left(C_{1m} e^{jk_{zm}z} - C_{2m} e^{-jk_{zm}z} \right) \quad (2.3.1.6.)$$

$$H_z = \sum_m \left(k_{xm}^b \right)^2 A_{1m}^b \sin k_{xm}^b \left(\frac{a}{2} - x \right) \left(C_{1m} e^{jk_{zm}z} + C_{2m} e^{-jk_{zm}z} \right) \quad (2.3.1.7.)$$

$$\left(k^b \right)^2 = \left(\frac{m\mu}{a} \right)^2 + \left(k_{zm} \right)^2 \quad (2.3.1.8.)$$

Pro účely následující kapitoly je vhodné elektromagnetické pole v obou oblastech popsat v trochu jiném tvaru a to

Oblast a :

$$E_y = j\omega m \sum_m \frac{\partial g(x)}{\partial x} \left(C_{1m} e^{jk_{zm}z} + C_{2m} e^{-jk_{zm}z} \right) \quad (2.3.1.9.)$$

$$H_x = \sum_m jk_{zm} \frac{\partial g(x)}{\partial x} \left(C_{1m} e^{jk_{zm}z} - C_{2m} e^{-jk_{zm}z} \right) \quad (2.3.1.10.)$$

$$H_z = \sum_m \Psi_m g(x) \left(C_{1m} e^{jk_{zm}z} + C_{2m} e^{-jk_{zm}z} \right) \quad (2.3.1.11.)$$

kde

$$g(x) = A_{2m}^a \cos k_{xm}^a x \quad (2.3.1.12.)$$

$$\Psi_m = (k_{xm}^a)^2 \quad (2.3.1.13.)$$

Oblast b :

$$E_y = j\omega m \sum_m \frac{\partial f(x)}{\partial x} (C_{1m} e^{jk_{zm}z} + C_{2m} e^{-jk_{zm}z}) \quad (2.3.1.14.)$$

$$H_x = \sum_m jk_{zm} \frac{\partial f(x)}{\partial x} (C_{1m} e^{jk_{zm}z} - C_{2m} e^{-jk_{zm}z}) \quad (2.3.1.15.)$$

$$H_z = \sum_m \Theta_m f(x) (C_{1m} e^{jk_{zm}z} + C_{2m} e^{-jk_{zm}z}) \quad (2.3.1.16.)$$

kde

$$f(x) = A_{1m}^b \sin k_{xm}^b \left(\frac{a}{2} - x \right) \quad (2.3.1.17.)$$

$$\Theta_m = (k_{xm}^b)^2 \quad (2.3.1.18.)$$

Nyní je nutné uplatnit podmínky spojitosti pro tečné složky elektromagnetického pole na rozhraní obou oblastí. Tím získáme následující soustavu rovnic :

$$k_{xm}^a A_{2m}^a \sin k_{xm}^a x_1 - k_{xm}^b A_{1m}^b \cos k_{xm}^b \left(\frac{a}{2} - x_1 \right) = 0 \quad (2.3.1.19.)$$

$$(k_{xm}^a)^2 A_{2m}^a \cos k_{xm}^a x_1 - (k_{xm}^b)^2 A_{1m}^b \sin k_{xm}^b \left(\frac{a}{2} - x_1 \right) = 0 \quad (2.3.1.20.)$$

kde jsme označili $x_1 = \frac{a-t}{2}$.

Vzhledem k tomu, že se jedná o homogenní soustavu, je pro její netriviální řešitelnost nutné, aby její determinant byl roven nule.

Z podmínky nulovosti determinantu získáme rovnici pro neznámou konstantu k_z . A zní pak vypočítáme příčné konstanty šíření k_{xm}^a, k_{xm}^b .

Jelikož uvedená soustava je singulární, musí být jeden z jejích řádků nadbytečný. Jeho volba je libovolná, ale pro zjednodušení výpočtu vynechme ze soustavy druhý řádek.

Jako další krok u řešení takové soustavy je volba jedné proměnné jako parametru. Volba je opět libovolná, vybereme tedy A_{2m}^a . Její hodnotu můžeme zvolit $A_{2m}^a = 1$, ta se pak projeví ve všech neznámých konstantách a můžeme jí zahrnout proto do konstant C_{1m}, C_{2m} .

Z rovnice (2.3.1.19) pak dostaneme

$$\frac{k_{xm}^a \sin k_{xm}^a x_1}{k_{xm}^b \cos k_{xm}^b \left(\frac{a}{2} - x_1 \right)} = A_{1m}^b \quad (2.3.1.21.)$$

Determinant původní soustavy je

$$D = -\left(k_{xm}^a\right)^2 k_{xm}^b \cos k_{xm}^a x_1 \cos k_{xm}^b \left(\frac{a}{2} - x_1 \right) + k_{xm}^a \left(k_{xm}^b\right)^2 \sin k_{xm}^b \left(\frac{a}{2} - x_1 \right) \sin k_{xm}^a x_1 \quad (2.3.1.22.)$$

a jeho anulováním dostaneme

$$\left(k_{xm}^a\right)^2 k_{xm}^b \cos k_{xm}^a x_1 \cos k_{xm}^b \left(\frac{a}{2} - x_1 \right) = k_{xm}^a \left(k_{xm}^b\right)^2 \sin k_{xm}^b \left(\frac{a}{2} - x_1 \right) \sin k_{xm}^a x_1 \quad (2.3.1.23.)$$

Při hledání konstanty šíření k_z používáme následující vztahy:

$$\sqrt{(k)^2 - (k_z)^2} = k_x \quad (2.3.1.24.)$$

pro vidy které se šíří a

$$\sqrt{(k)^2 + (k_z)^2} = k_x \quad (2.3.1.25.)$$

pro vidy které se nešíří

Tyto vztahy používáme jak ve vzduchu tak v dielektriku.

Vzhledem k tomu, že u dielektrika předpokládáme vysokou permitivitu $\epsilon_r > 50$, nemůže

v tomto případě být konstanta šíření větší než vlnové číslo a oba vztahy jsou korektní.

V oblasti vzduchu však může pro tlusté vzorky s vysokou permitivitou dojít k situaci, kdy konstanta $k_z > k$. Pak je třeba použít pro oblast vzduchu vztah

$$j\sqrt{-(k)^2 + (k_z)^2} = k_x \quad (2.3.1.26.)$$

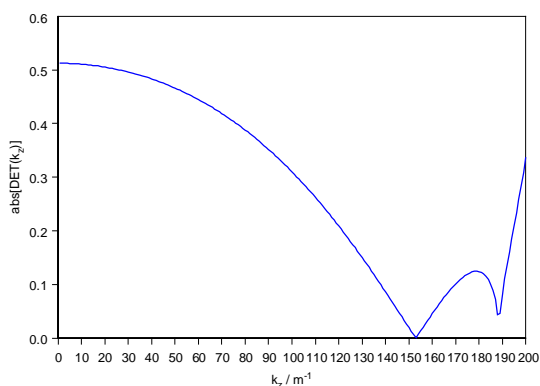
V popisu pole, v oblasti vzduchu, se pak změní goniometrické funkce na funkce hyperbolické, což ukazuje, že v oblasti vzduchu se šíří vid s kladnou konstantou šíření, která vždy musí být vyšší než vlnové číslo a amplituda tohoto vidu exponenciálně ubývá s posunem po souřadnici x k okraji vlnovodu. Šíří se zde tedy povrchová vlna.

V případě vidů, které se nešíří zůstávají i v tomto případě vztahy (2.3.1.24.) a (2.3.1.25.) v platnosti jako kdyby se zde šířila běžná vlna.

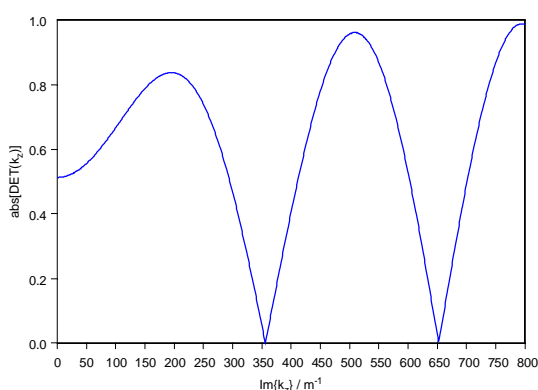
Na tomto místě je dobré poznamenat, že v některých pracích např. [1], které se zabývají tímto měřicím uspořádáním, je k řešení tohoto problému použito pouze znalosti impedancí. Ovšem pokud se strukturou šíří povrchová vlna, je rozložení elektromagnetického pole značně odlišné od pole dominantního vidu a pojem impedance zde ztrácí význam. Jelikož šíření povrchových vln v oblasti vzduchu je možné i při zcela běžných hodnotách permitivity a tloušťky dielektrika, může v takovém případě impedanční přístup řešení vést k chybnému výsledku a použití metody sešívání vidů je zde tedy přímo nutné.

Na následujících obrázcích budou ukázány typické průběhy veličin vycházejících ze vztahů uvedených v této kapitole pro vlnovod R100.

Parametry výpočtu : $\epsilon_r = 2$, $tg\delta = 0$, $f = 9\text{ GHz}$, $t = 2\text{ mm}$



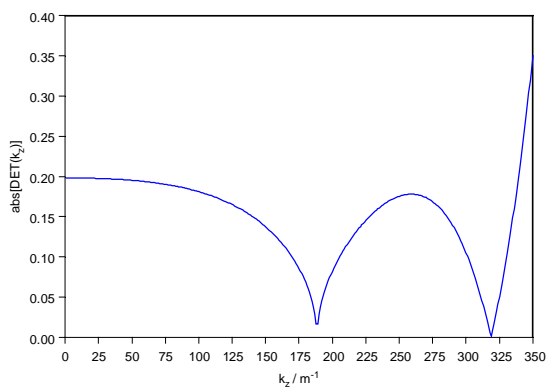
obr. 21. Průběh absolutní hodnoty determinantu podle (2.3.1.22.) v závislosti na konstantě šíření pro $f = 9\text{ GHz}$, $\epsilon_r = 2$ a $tg\delta = 0$, $t = 2\text{ mm}$



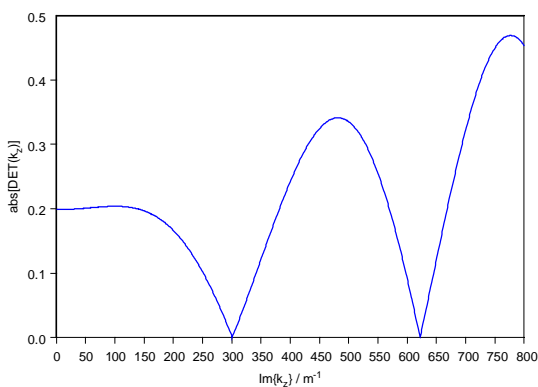
obr. 22. Průběh absolutní hodnoty determinantu podle (2.3.1.22.) v závislosti na konstantě šíření pro $f = 9\text{ GHz}$, $\epsilon_r = 2$ a $tg\delta = 0$, $t = 2\text{ mm}$

výsledné konstanty šíření jsou : $k_z = 152.97; -j355.84; -j652.44; \dots$

Parametry výpočtu : $\epsilon_r = 75$, $tg\delta = 0$, $f = 9\text{ GHz}$, $t = 0.2\text{ mm}$



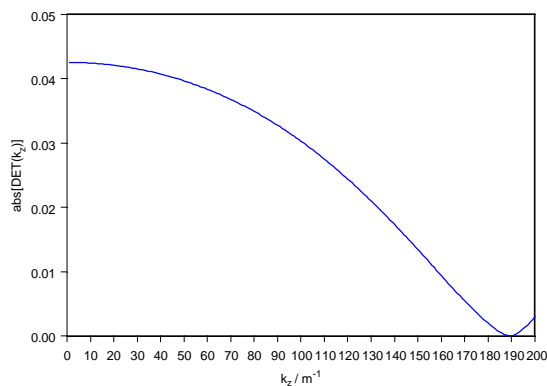
obr. 23. Průběh absolutní hodnoty determinantu podle (2.3.1.22.) v závislosti na konstantě šíření pro $f = 9\text{ GHz}$, $\epsilon_r = 75$ a $tg\delta = 0$, $t = 0.2\text{ mm}$



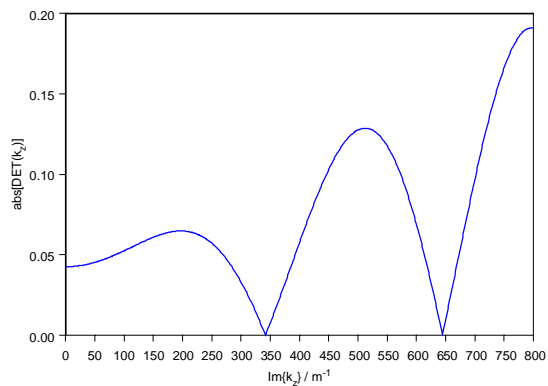
obr. 24. Průběh absolutní hodnoty determinantu podle (2.3.1.22.) v závislosti na konstantě šíření pro $f = 9\text{ GHz}$, $\epsilon_r = 75$ a $tg\delta = 0$, $t = 0.2\text{ mm}$

výsledné konstanty šíření jsou : $k_z = 318.76; -j300.93; -j622.17; \dots$

Parametry výpočtu : $\epsilon_r = 500$, $tg\delta = 0$, $f = 9\text{ GHz}$, $t = 20\text{ mm}$



obr. 25. Průběh absolutní hodnoty determinantu podle (2.3.1.22.) v závislosti na konstantě šíření pro $f = 9\text{ GHz}$, $\epsilon_r = 500$ a $tg\delta = 0$, $t = 20\text{ }\mu\text{m}$



obr. 26. Průběh absolutní hodnoty determinantu podle (2.3.1.22.) v závislosti na konstantě šíření pro $f = 9\text{ GHz}$, $\epsilon_r = 500$ a $tg\delta = 0$, $t = 20\text{ }\mu\text{m}$

1 výsledné konstanty šíření jsou : $k_z = 189.52; -j341.83; -j644.55; \dots$

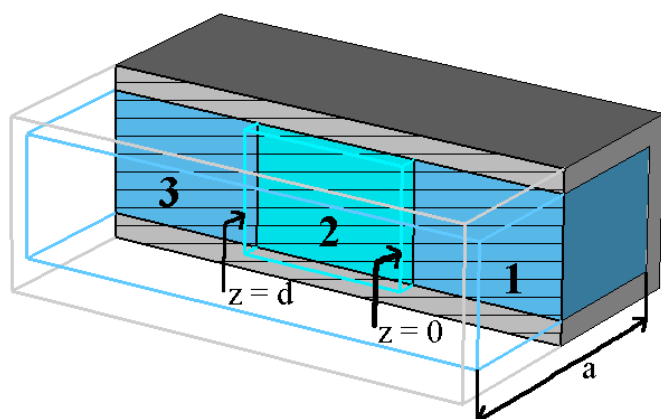
Obrázky č. 21 až č. 26 ukazují vždy průběh absolutní hodnoty determinantu podle rovnice (2.3.1.22.), jež je vždy normován jistou konstantou pro sjednocení vertikálního měřítka. Toto normování ale samozřejmě neovlivní nulovou hodnotu determinantu a tedy ani výslednou konstantu šíření. První graf je pro ryze reálné konstanty šíření, tedy pro šířící se vidy a druhý obrázek je pro ryze imaginární konstanty šíření a tedy pro vidy, které se strukturou nešíří. Na obr. 22, obr. 24 a obr. 26 pro nešířící se vidy jsou jasně patrná řešení rovnice (2.3.1.23.), která představují nulové body funkce.

Pro vidy šířící však není situace patrná na první pohled. Ve všech případech se totiž zdá, že se strukturou šíří dva vidy (nenulovost funkce v druhém kořenu je způsobena hrubým krokem). Pokud bychom si však vykreslili i fázový průběh determinantu, zjistíme, že pouze v jednom z kořenů mění determinant znaménko a tedy pouze ten představuje skutečné řešení konstanty šíření. Dá se zároveň snadno ukázat, že v případě druhého kořenu, u kterého se neotáčí znaménko, jsou složky pole uvnitř vlnovodu nulové a nepředstavují tedy vlnu.

Pro srovnání, v prázdném vlnovodu R100, s magnetickou stěnou uprostřed vlnovodu, jsou při frekvenci $f = 9\text{ GHz}$ konstanty šíření $k_z = 129.90; -j363.85; -j656.43; \dots$

2.3.2. Měření s deskou podélně umístěnou v rovině elektrického pole

V předešlé kapitole byla vyřešena úloha s vloženou dielektrickou deskou. Její výsledky budou nyní použity k výpočtu rozptylových parametrů celé struktury, která je schématicky znázorněna na obr. 27.



obr. 27

Abychom snížili nutný počet vidů, které budou sešívány, můžeme vzhledem k symetrii problému vložit doprostřed vlnovodu magnetickou stěnu. Tím předpokládáme buzení jen symetrických vidů a s použitím vztahů (1.8) až (1.11) pro TE vidy můžeme v oblasti č. 1 (oblast vzduchu) popsat elektromagnetické pole vztahy

$$E_y = -j\omega m C_{21}^1 \frac{p}{a} \sin \frac{p}{a} x \cdot e^{-jk_{z1}^1 z} + \sum_{m=1}^N -j\omega m C_{1m}^1 \frac{(2m-1)p}{a} \sin \frac{(2m-1)p}{a} x \cdot e^{jk_{zm}^1 z} \quad (2.3.2.1.)$$

$$H_x = j \frac{p}{a} C_{21}^1 k_{z1}^1 \sin \frac{p}{a} x \cdot e^{-jk_{z1}^1 z} + \sum_{m=1}^N -j \frac{(2m-1)p}{a} C_{1m}^1 k_{zm}^1 \sin \frac{(2m-1)p}{a} x \cdot e^{jk_{zm}^1 z} \quad (2.3.2.2.)$$

$$H_z = \left(\frac{p}{a} \right)^2 C_{21}^1 \cos \frac{p}{a} x \cdot e^{-jk_{z1}^1 z} + \sum_{m=1}^N \left(\frac{(2m-1)p}{a} \right)^2 C_{1m}^1 \cos \frac{(2m-1)p}{a} x \cdot e^{jk_{zm}^1 z} \quad (2.3.2.3.)$$

kde

$$(k^1)^2 = \left(\frac{(2m-1)p}{a} \right)^2 + (k_{zm}^1)^2 \quad (2.3.2.4.)$$

V oblasti č. 2 (oblast s dielektrikem) lze elektromagnetické pole nejsnáze popsat pomocí vztahů (2.3.1.9.) až (2.3.1.18.) uvedených v předchozí kapitole. Podle nich pak máme

$$E_y = j\omega m \sum_m \frac{\partial g_m(x)}{\partial x} \left(C_{1m}^2 e^{jk_{zm}^2 z} + C_{2m}^2 e^{-jk_{zm}^2 z} \right) \quad (2.3.2.5.)$$

$$H_x = \sum_m jk_{zm}^2 \frac{\partial g_m(x)}{\partial x} (C_{1m}^2 e^{jk_{zm}^2 z} - C_{2m}^2 e^{-jk_{zm}^2 z}) \quad (2.3.2.6.)$$

$$H_z = \sum_m \Psi_m g_m(x) (C_{1m}^2 e^{jk_{zm}^2 z} + C_{2m}^2 e^{-jk_{zm}^2 z}) \quad (2.3.2.7.)$$

kde

$$g_m(x) = \begin{cases} A_{2m}^a \cos k_{xm}^a x & \text{pro oblast vzduchu} \\ A_{1m}^b \sin k_{xm}^b \left(\frac{a}{2} - x \right) & \text{pro oblast dielektrika} \end{cases} \quad (2.3.2.8.)$$

$$\Psi_m = \begin{cases} (k_{xm}^a)^2 & \text{pro oblast vzduchu} \\ (k_{xm}^b)^2 & \text{pro oblast dielektrika} \end{cases} \quad (2.3.2.9.)$$

Konečně pak v oblasti č. 3 (oblast vzduchu) může být pole popsáno následujícími vztahy

$$E_y = \sum_{m=1}^N -j\omega m C_{2m}^3 \frac{(2m-1)p}{a} \sin \frac{(2m-1)p}{a} x \cdot e^{-jk_{zm}^3 z} \quad (2.3.2.10.)$$

$$H_x = \sum_{m=1}^N j \frac{(2m-1)p}{a} C_{2m}^3 k_{zm}^3 \sin \frac{(2m-1)p}{a} x \cdot e^{-jk_{zm}^3 z} \quad (2.3.2.11.)$$

$$H_z = \sum_{m=1}^N \left(\frac{(2m-1)p}{a} \right)^2 C_{2m}^3 \cos \frac{(2m-1)p}{a} x \cdot e^{-jk_{zm}^3 z} \quad (2.3.2.12.)$$

Nyní porovnáme tečné složky na rozhraní v $z=0$ a $z=d$, kde d je délka desky. Vynásobíme-li

rovnice členem $\sin \frac{(2n-1)p}{a} x$ a zintegrujeme je podle x v mezích $x \in \left(0, \frac{a}{2} \right)$, pak s uvážením

že platí

$$\int_0^{\frac{a}{2}} \sin \frac{(2m-1)p}{a} x \cdot \sin \frac{(2n-1)p}{a} x dx = \frac{a}{4} d_{mn} \quad (2.3.2.13.)$$

$$\int_0^{\frac{a}{2}} \frac{\partial g_m(x)}{\partial x} \cdot \sin \frac{(2n-1)p}{a} x dx = \Gamma_{mn} \quad (2.3.2.14.)$$

dostaneme tuto soustavu rovnic

$$C_{1n}^1 \frac{(2n-1)p}{4} = -C_{21}^1 \frac{p}{4} d_{1n} - \sum_m \Gamma_{mn} (C_{1m}^2 + C_{2m}^2) \quad (2.3.2.15.)$$

$$\frac{(2n-1)p}{4} C_{1n}^1 = -\frac{1}{k_{zn}^1} \left[-\frac{p}{4} C_{21}^1 k_{z1}^1 d_{1n} + \sum_m k_{zm}^2 \Gamma_{mn} (C_{1m}^2 - C_{2m}^2) \right] \quad (2.3.2.16.)$$

$$-e^{jk_{zn}^3 d} \sum_m \Gamma_{mn} \left(C_{1m}^2 e^{jk_{zm}^2 d} + C_{2m}^2 e^{-jk_{zm}^2 d} \right) = C_{2n}^3 \frac{(2n-1)p}{4} \quad (2.3.2.17.)$$

$$\frac{e^{jk_{zn}^3 d}}{k_{zn}^3} \sum_m k_{zm}^2 \Gamma_{mn} \left(C_{1m}^2 e^{jk_{zm}^2 d} - C_{2m}^2 e^{-jk_{zm}^2 d} \right) = \frac{(2n-1)p}{4} C_{2n}^3 \quad (2.3.2.18.)$$

Porovnáním první dvojice a druhé dvojice rovnic zmenšíme soustavu pouze na dvě rovnice:

$$\left[k_{zn}^1 + k_{z1}^1 \right] C_{21}^1 \frac{p}{4} d_{1n} = \sum_m \Gamma_{mn} \left(\left[k_{zm}^2 - k_{zn}^1 \right] C_{1m}^2 - \left[k_{zm}^2 + k_{zn}^1 \right] C_{2m}^2 \right) \quad (2.3.2.19.)$$

$$0 = \sum_m \Gamma_{mn} \left(\left[k_{zm}^2 + k_{zn}^3 \right] C_{1m}^2 e^{jk_{zm}^2 d} + \left[k_{zn}^3 - k_{zm}^2 \right] C_{2m}^2 e^{-jk_{zm}^2 d} \right) \quad (2.3.2.20.)$$

Příčemž pro zbývající konstanty platí

$$C_{1n}^1 = \frac{4}{(2n-1)p} \left[-C_{21}^1 \frac{p}{4} d_{1n} - \sum_m \Gamma_{mn} \left(C_{1m}^2 + C_{2m}^2 \right) \right] \quad (2.3.2.21.)$$

$$C_{2n}^3 = -\frac{4e^{jk_{zn}^3 d}}{(2n-1)p} \sum_m \Gamma_{mn} \left(C_{1m}^2 e^{jk_{zm}^2 d} + C_{2m}^2 e^{-jk_{zm}^2 d} \right) \quad (2.3.2.22.)$$

Pro výsledné s-parametry této struktury pak platí

$$s_{11} = \frac{C_{11}^1}{C_{21}^1} \quad (2.3.2.23)$$

$$s_{12} = \frac{C_{21}^3 e^{-jk_{z1}^3 d}}{C_{21}^1} \quad (2.3.2.24)$$

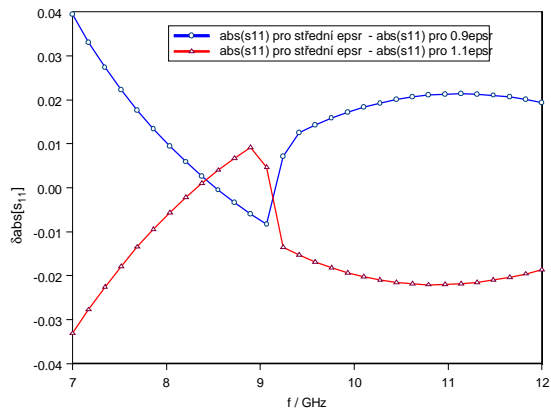
příčemž referenční roviny jsou na koncích dielektrika.

Jak bude řečeno v kapitole č. 2.5. je u tohoto uspořádání, těžké umístit na vzorek ladicí elektrody tak, aby i poté zůstala úloha dobře definovatelná. Vzhledem k těmto potížím, nebude v této práci tato metoda k měření použita a její vlastnosti budou ukázány jen na méně příkladech než u metody předešlé.

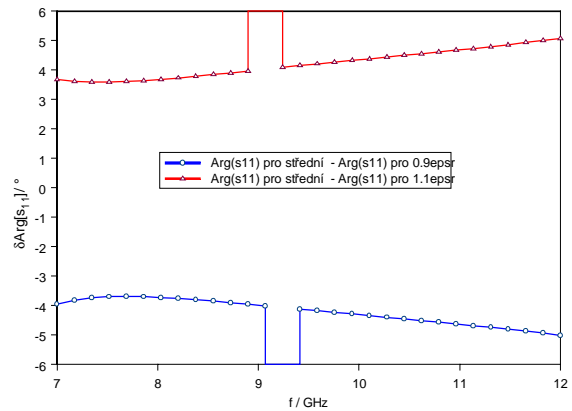
Na následujících obrázcích jsou uvedeny stejně jako v předchozích kapitolách fázové a amplitudové rozdíly koeficientu odrazu.

A to pro dva případy. První je vzorek s tloušťkou $t = 1 \text{ mm}$, délkou $d = 2 \text{ cm}$, střední permitivitou $\epsilon_r = 3$ a nulovými ztrátami. Druhým příkladem je typický vzorek feroelektrického filmu, kdy $t = 10 \text{ mm}$, $d = 2 \text{ cm}$, $\epsilon_r = 500$, který má nulové ztráty.

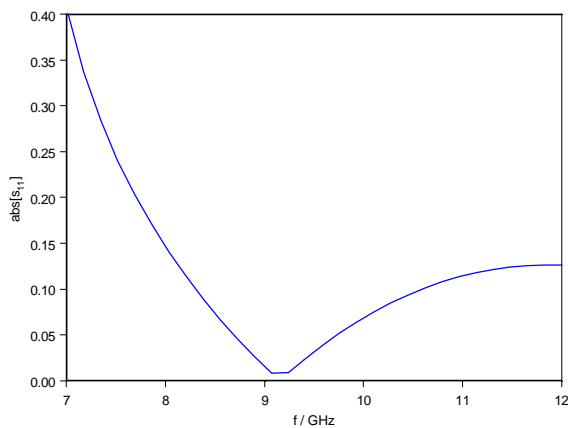
U prvního příkladu je kromě fázových a amplitudových rozdílů uveden též frekvenční průběh amplitudy koeficientu odrazu pro střední hodnotu permitivity.



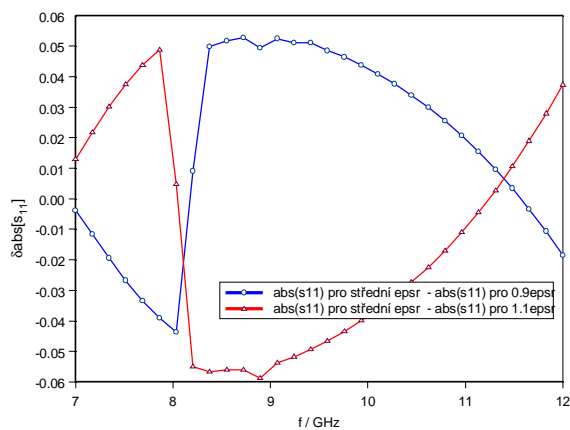
obr. 28. Frekvenční závislost rozdílu velikostí koeficientů odrazu pro $\epsilon_r = 2.7;3;3.3$ a $\text{tg}\delta = 0$, $t = 1$ mm, $d = 2$ cm



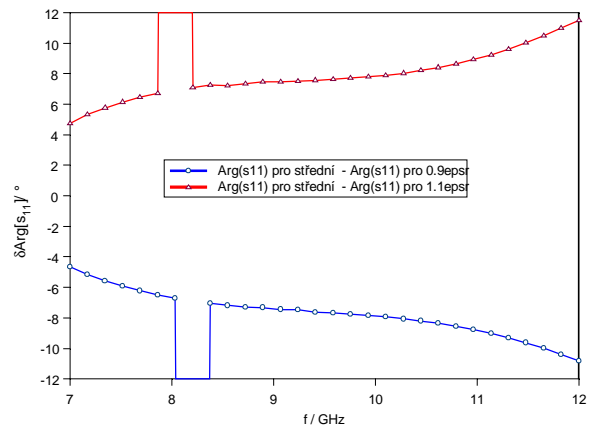
obr. 29. Frekvenční závislost rozdílu fází koeficientů odrazu pro $\epsilon_r = 2.7;3;3.3$ a $\text{tg}\delta = 0$, $t = 1$ mm, $d = 2$ cm



obr. 30. Frekvenční závislost velikosti koeficientu odrazu pro $\epsilon_r = 2.7;3;3.3$ a $\text{tg}\delta = 0$, $t = 1$ mm, $d = 2$ cm



obr. 31. Frekvenční závislost rozdílu velikostí koeficientů odrazu pro $\epsilon_r = 450;500;550$ a $\text{tg}\delta = 0$, $t = 10$ μm, $d = 2$ cm



obr. 32. Frekvenční závislost rozdílu fází koeficientů odrazu pro $\epsilon_r = 450;500;550$ a $\text{tg}\delta = 0$, $t = 10$ μm, $d = 2$ cm

Z obrázků je patrné, že i toto uspořádání má poměrně dobrou citlivost na změnu permitivity. Citlivost je podobná jako u metody předchozí. Jistou nevýhodou je frekvenční průběh měřených s-parametrů vykazující rezonanční chování. To pak samozřejmě vede k nemožnosti určení permitivity na rezonanční frekvenci avšak tato nevýhoda není nikterak závažná. Na druhou stranu lze pozorovat mnohem větší fázové rozdíly, než tomu bylo u metody předchozí. Je to dáno tím, že oblast vyplněná dielektrikem může, a to i po realizační stránce, být poměrně

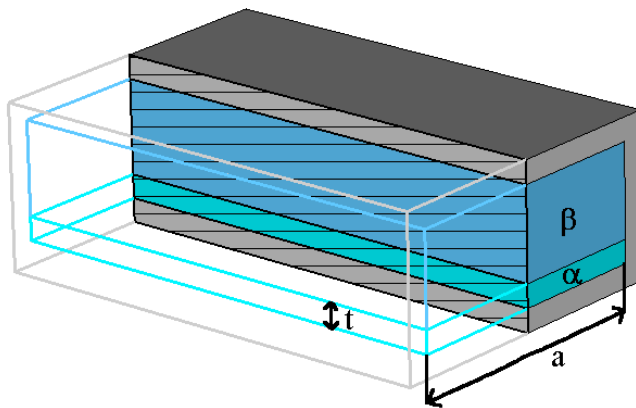
dlouhá a fázový posuv způsobený touto dielektrickou výplní je tedy vyšší ,což může přispět k přesnějšímu určení permitivity.

Na závěr je však ještě nutné konstatovat, že ani v tomto uspořádání nejsou ztráty měřeného materiálu při běžném měřicím vybavení a běžných dielektrických vzorcích měřitelné.

2.4.1. Elektromagnetické pole ve vlnovodu s deskou podélně umístěnou v rovině magnetického pole

Stejně jako v kapitole 2.3.1, je k použití metody sešívání vidů nutné nejprve nalézt rozložení elektromagnetického pole uvnitř vlnovodu, který je vyplněný deskou v celé své délce.

Umístění dielektrika je patrné z obr. 33.



obr. 33

Stejně jako v kapitole 2.3.1. bude pro zjednodušení úlohy deska umístěna na dno vlnovodu. Celý postup je, ale velmi jednoduše rozšiřitelný na větší počet desek i na jejich umístění v průřezu.

Na rozdíl od desky umístěné podle kapitoly č. 2.3.1. však není v tomto případě možné popsat pole pouze pomocí TE vidů. Takové vidy by totiž nebyly schopny splnit podmínku na rozhraní vzduchu a dielektrika. Lze ukázat, že pro řešení je nutné vzít kombinaci TE a TM vidů a nebo lépe vidy LSM. Jelikož diskontinuita v podobě dielektrické desky není závislá na souřadnici x , můžeme pro řešení použít vztahy (1.34) až (1.39).

Jednotlivé oblasti v průřezu vlnovodu budou označeny následovně $a = (y \in [0..t])$,

$b = (y \in [t..b])$, kde t je tloušťka dielektrika.

Rozložení elektromagnetického pole v oblasti dielektrika (oblast a) je tedy možné popsat vztahy

$$E_x = -\frac{P}{a} \cos \frac{P}{a} x \sum_n B_n^a k_{yn}^a \sin k_{yn}^a y (C_{1n} e^{jk_{zn}z} + C_{2n} e^{-jk_{zn}z}) \quad (2.4.1.1)$$

$$E_y = \sin \frac{P}{a} x \sum_n B_n^a \left[(k^a)^2 - (k_{yn}^a)^2 \right] \cos k_{yn}^a y \left(C_{1n} e^{jk_{zn}z} + C_{2n} e^{-jk_{zn}z} \right) \quad (2.4.1.2)$$

$$E_z = -\sin \frac{P}{a} x \sum_n B_n^a j k_{zn} k_{yn}^a \sin k_{yn}^a y \left(C_{1n} e^{jk_{zn}z} - C_{2n} e^{-jk_{zn}z} \right) \quad (2.4.1.3)$$

$$H_x = we^a \sin \frac{P}{a} x \sum_n B_n^a k_{zn} \cos k_{yn}^a y \left(C_{1n} e^{jk_{zn}z} - C_{2n} e^{-jk_{zn}z} \right) \quad (2.4.1.4)$$

$$H_z = jwe^a \frac{P}{a} \cos \frac{P}{a} x \sum_n B_n^a \cos k_{yn}^a y \left(C_{1n} e^{jk_{zn}z} + C_{2n} e^{-jk_{zn}z} \right) \quad (2.4.1.5)$$

$$(k^a)^2 = \left(\frac{P}{a} \right)^2 + (k_{yn}^a)^2 + (k_{zn})^2 \quad (2.4.1.6)$$

V oblasti vzduchu (oblast b) pak obdobně bude

$$E_x = \frac{P}{a} \cos \frac{P}{a} x \sum_n B_n^b k_{yn}^b \sin k_{yn}^b (b-y) \left(C_{1n} e^{jk_{zn}z} + C_{2n} e^{-jk_{zn}z} \right) \quad (2.4.1.7)$$

$$E_y = \sin \frac{P}{a} x \sum_n B_n^b \left[(k^b)^2 - (k_{yn}^b)^2 \right] \cos k_{yn}^b (b-y) \left(C_{1n} e^{jk_{zn}z} + C_{2n} e^{-jk_{zn}z} \right) \quad (2.4.1.8)$$

$$E_z = \sin \frac{P}{a} x \sum_n B_n^b j k_{zn} k_{yn}^b \sin k_{yn}^b (b-y) \left(C_{1n} e^{jk_{zn}z} - C_{2n} e^{-jk_{zn}z} \right) \quad (2.4.1.9)$$

$$H_x = we^b \sin \frac{P}{a} x \sum_n B_n^b k_{zn} \cos k_{yn}^b (b-y) \left(C_{1n} e^{jk_{zn}z} - C_{2n} e^{-jk_{zn}z} \right) \quad (2.4.1.10)$$

$$H_z = jwe^b \frac{P}{a} \cos \frac{P}{a} x \sum_n B_n^b \cos k_{yn}^b (b-y) \left(C_{1n} e^{jk_{zn}z} + C_{2n} e^{-jk_{zn}z} \right) \quad (2.4.1.11)$$

$$(k^b)^2 = \left(\frac{P}{a} \right)^2 + (k_{yn}^b)^2 + (k_{zn})^2 \quad (2.4.1.12)$$

Pro účely následující kapitoly bude však lepší popsat pole v průřezu vlnovodu takto

$$E_x = \frac{P}{a} \cos \frac{P}{a} x \sum_n \frac{\partial g_n(y)}{\partial y} \left(C_{1n}^2 e^{jk_{zn}^2 z} + C_{2n}^2 e^{-jk_{zn}^2 z} \right) \quad (2.4.1.13)$$

$$E_y = \sin \frac{P}{a} x \sum_n \Psi_n g_n(y) \left(C_{1n}^2 e^{jk_{zn}^2 z} + C_{2n}^2 e^{-jk_{zn}^2 z} \right) \quad (2.4.1.14)$$

$$E_z = \sin \frac{P}{a} x \sum_n j k_{zn}^2 \frac{\partial g_n(y)}{\partial y} \left(C_{1n}^2 e^{jk_{zn}^2 z} - C_{2n}^2 e^{-jk_{zn}^2 z} \right) \quad (2.4.1.15)$$

$$H_x = we_0 \Theta \sin \frac{P}{a} x \sum_n k_{zn}^2 g_n(y) (C_{1n}^2 e^{jk_{zn}^2 z} - C_{2n}^2 e^{-jk_{zn}^2 z}) \quad (2.4.1.16)$$

$$H_z = jwe_0 \Theta \frac{P}{a} \cos \frac{P}{a} x \sum_n g_n(y) (C_{1n}^2 e^{jk_{zn}^2 z} + C_{2n}^2 e^{-jk_{zn}^2 z}) \quad (2.4.1.17)$$

kde

$$g_n(y) = \begin{cases} B_n^a \cos k_{yn}^a y & \text{pro dielektrikum} \\ B_n^b \cos k_{yn}^b (b-y) & \text{pro vzduch} \end{cases} \quad (2.4.1.18)$$

$$\Psi_n = \begin{cases} [(k^a)^2 - (k_{yn}^a)^2] & \text{pro dielektrikum} \\ [(k^b)^2 - (k_{yn}^b)^2] & \text{pro vzduch} \end{cases} \quad (2.4.1.19)$$

$$\Theta = \begin{cases} e_r^a & \text{pro dielektrikum} \\ e_r^b & \text{pro vzduch} \end{cases} \quad (2.4.1.20).$$

Nyní je nutné uplatnit podmínky spojitosti pro tečné složky elektromagnetického pole na rozhraní obou oblastí. Tím získáme následující soustavu rovnic :

$$B_n^a k_{yn}^a \sin k_{yn}^a t + B_n^b k_{yn}^b \sin k_{yn}^b (b-t) = 0 \quad (2.4.1.21)$$

$$e^a B_n^a \cos k_{yn}^a t - e^b B_n^b \cos k_{yn}^b (b-t) = 0 \quad (2.4.1.22)$$

Stejně jako v kapitole č. 2.3.1. se jedná o homogenní soustavu. Z podmínky nulovosti determinantu tedy získáme rovnici pro neznámou konstantu k_z , ze které pak vypočítáme příčné konstanty šíření k_{yn}^a, k_{yn}^b .

Stejně pak musí být jeden z řádků soustavy nadbytečný. Jeho volba je libovolná, ale pro zjednodušení výpočtu vynechme ze soustavy první řádek.

Jako další krok u řešení takové soustavy je volba jedné proměnné jako parametru. Volba je libovolná a volíme tedy $B_n^b = 1$.

Pak dostaneme

$$B_n^a = \frac{e^b \cos k_{yn}^b (b-t)}{e^a \cos k_{yn}^a t} \quad (2.4.1.23)$$

Determinant původní soustavy je

$$D = -e^b k_{yn}^a \sin k_{yn}^a t \cos k_{yn}^b (b-t) - e^a k_{yn}^b \sin k_{yn}^b (b-t) \cos k_{yn}^a t \quad (2.4.1.24)$$

a z jeho nulovosti plyne rovnice

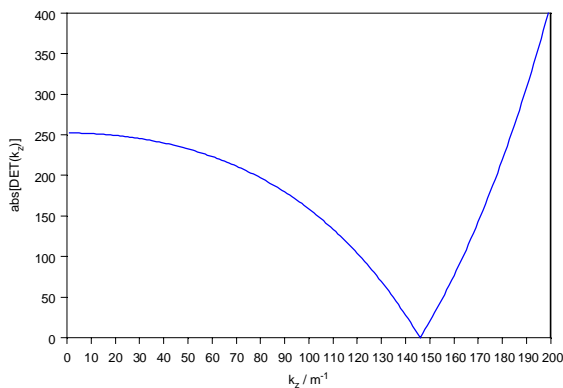
$$0 = \frac{e^b k_{yn}^a}{e^a k_{yn}^b} \sin k_{yn}^a t \cos k_{yn}^b (b-t) + \sin k_{yn}^b (b-t) \cos k_{yn}^a t \quad (2.4.1.25)$$

Podobné závěry pro různé tvary konstant šíření jaké byly vyvozeny v kapitole 2.3.1. platí i zde. Zásadní rozdíl oproti této kapitole č. 2.3.1. však spočívá v tom, že i v případě běžných vzorků se může takto vyplněným vlnovodem šířit více nadkritických vidů.

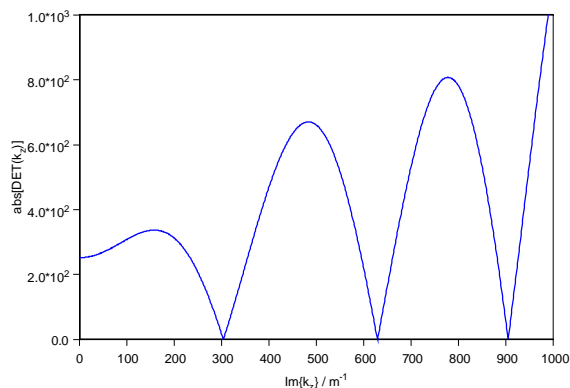
Značný rozdíl je i v průběhu složek elektromagnetického pole. U desky umístěné v rovině elektrického pole byly totiž všechny složky na rozhraní spojitě. V tomto případě, jak bude dobře vidět dále, je však na desku kolmá složka intenzity elektrického pole na rozhraní desky se vzduchem nespojitá.

Na následujících obrázcích jsou ukázány typické průběhy výsledků některých výpočtů uvedených v této kapitole pro vlnovod R100.

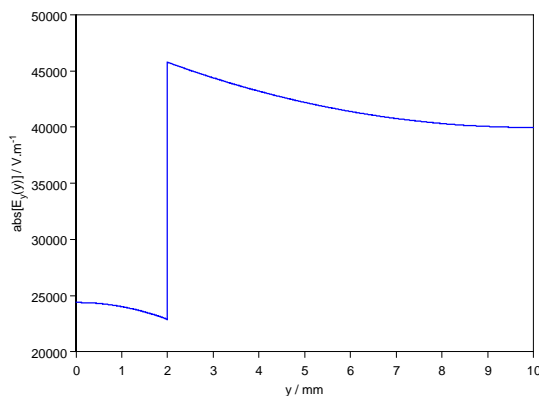
Pro $\epsilon_r = 2$, $\text{tg}\delta = 0$, $f = 9 \text{ GHz}$, $t = 2 \text{ mm}$ ta dostaneme tuto sérii grafů



obr. 34. Průběh absolutní hodnoty determinantu podle (2.4.1.26.) v závislosti na konstantě šíření pro $f = 9 \text{ GHz}$, $\epsilon_r = 2$ a $\text{tg}\delta = 0$, $t = 2 \text{ mm}$



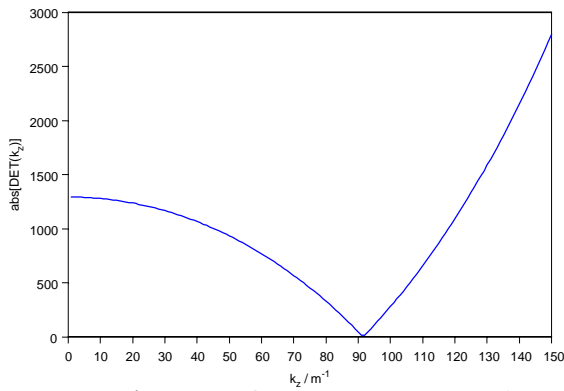
obr. 35. Průběh absolutní hodnoty determinantu podle (2.4.1.26.) v závislosti na konstantě šíření pro $f = 9 \text{ GHz}$, $\epsilon_r = 2$ a $\text{tg}\delta = 0$, $t = 2 \text{ mm}$



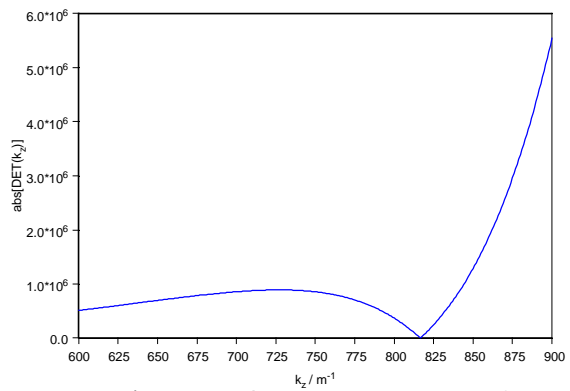
obr. 36. Průběh absolutní hodnoty složky E_y v závislosti na souřadnic pro $f = 9 \text{ GHz}$, $\epsilon_r = 2$ a $\text{tg}\delta = 0$, $t = 2 \text{ mm}$

přičemž výsledné konstanty šíření jsou : $k_z = 145.97; -j303.45; -j629.00; \dots$

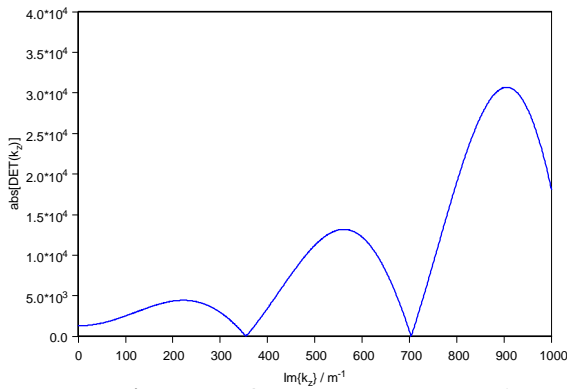
Pokud zvolíme $\epsilon_r = 75$, $\text{tg}\delta = 0$, $f = 9 \text{ GHz}$, $t = 1.1 \text{ mm}$ budou tyto grafy následující



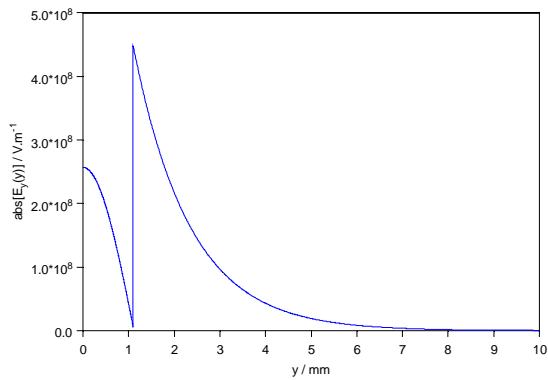
obr. 37. Průběh absolutní hodnoty determinantu podle (2.4.1.26.) v závislosti na konstantě šíření pro $f = 9 \text{ GHz}$, $\epsilon_r = 75$ a $\text{tg}\delta = 0$, $t = 1.1 \text{ mm}$



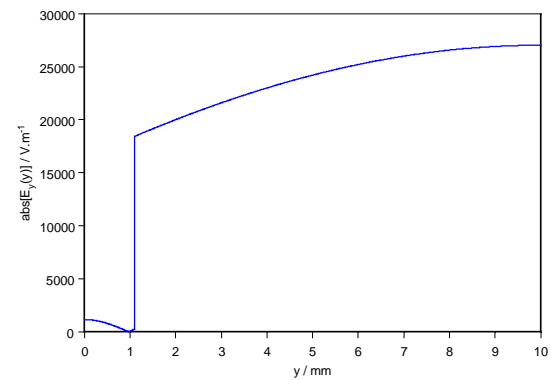
obr. 38. Průběh absolutní hodnoty determinantu podle (2.4.1.26.) v závislosti na konstantě šíření pro $f = 9 \text{ GHz}$, $\epsilon_r = 75$ a $\text{tg}\delta = 0$, $t = 1.1 \text{ mm}$



obr. 39. Průběh absolutní hodnoty determinantu podle (2.4.1.26.) v závislosti na konstantě šíření pro $f = 9 \text{ GHz}$, $\epsilon_r = 75$ a $\text{tg}\delta = 0$, $t = 1.1 \text{ mm}$



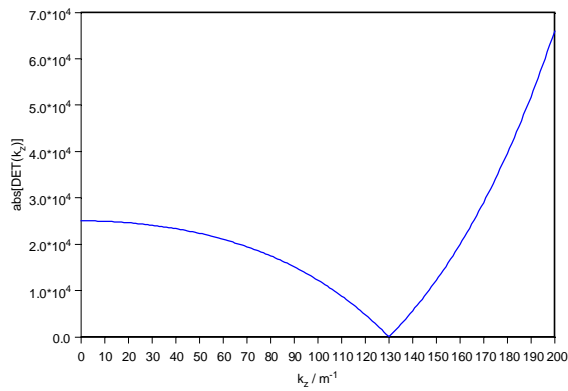
obr. 40. Průběh absolutní hodnoty složky E_y prvního šířícího se vidu v závislosti na souřadnici y pro $f = 9 \text{ GHz}$, $\epsilon_r = 75$ a $\text{tg}\delta = 0$, $t = 1.1 \text{ mm}$



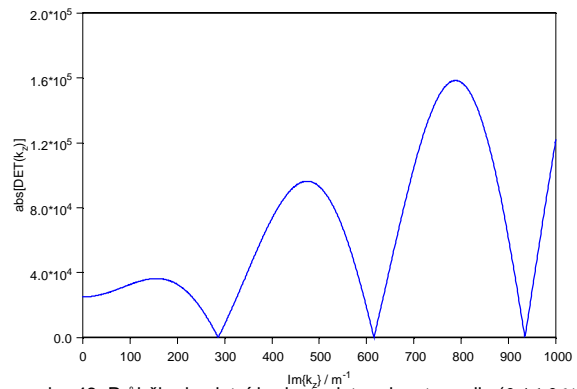
obr. 41. Průběh absolutní hodnoty složky E_y druhého šířícího se vidu v závislosti na souřadnici y pro $f = 9 \text{ GHz}$, $\epsilon_r = 75$ a $\text{tg}\delta = 0$, $t = 1.1 \text{ mm}$

a výsledné konstanty šíření jsou : $k_z = 91.54; 816.64; -j354.33; -j703.39; \dots$

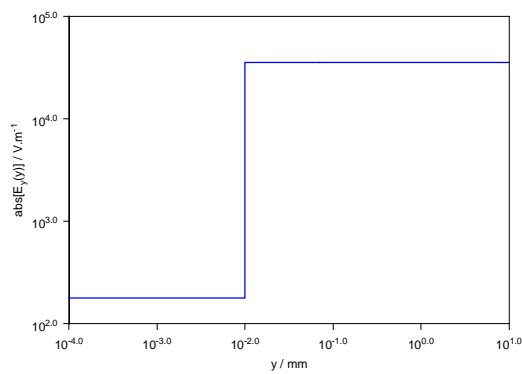
Dále pak volme $\epsilon_r = 200$, $\text{tg}\delta = 0$, $f = 9 \text{ GHz}$, $t = 10 \text{ mm}$. Tím dostaneme tyto grafy



obr. 42. Průběh absolutní hodnoty determinantu podle (2.4.1.26.) v závislosti na konstantě šíření pro $f = 9 \text{ GHz}$, $\epsilon_r = 200$ a $\text{tg}\delta = 0$, $t = 10 \text{ }\mu\text{m}$



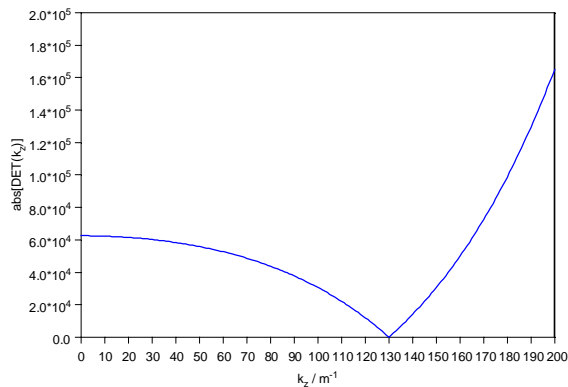
obr. 43. Průběh absolutní hodnoty determinantu podle (2.4.1.26.) v závislosti na konstantě šíření pro $f = 9 \text{ GHz}$, $\epsilon_r = 200$ a $\text{tg}\delta = 0$, $t = 10 \text{ }\mu\text{m}$



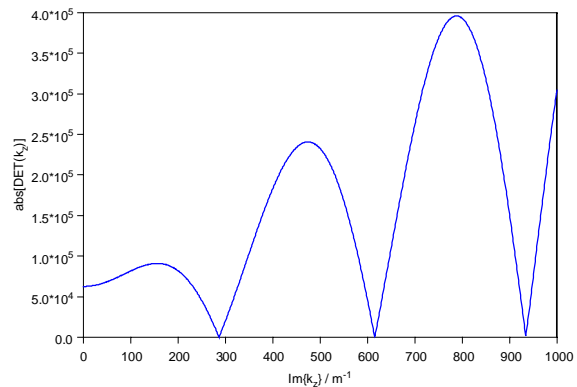
obr. 44. Průběh absolutní hodnoty složky E_y v závislosti na souřadnici y pro $f = 9 \text{ GHz}$, $\epsilon_r = 200$ a $\text{tg}\delta = 0$, $t = 10 \text{ }\mu\text{m}$

přičemž výsledné konstanty šíření jsou : $k_z = 130.03; -j286.27; -j615.33; \dots$

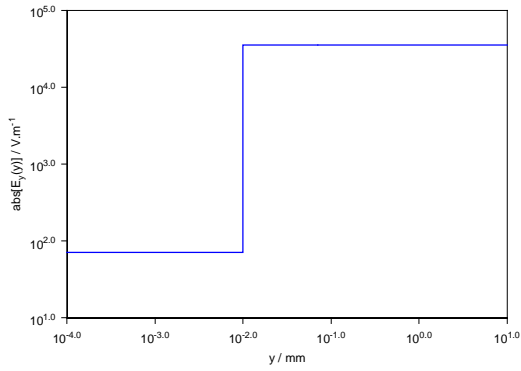
Pro $\epsilon_r = 500$, $\text{tg}\delta = 0$, $f = 9 \text{ GHz}$, $t = 10 \text{ mm}$ pak mají grafy následující podobu



obr. 45. Průběh absolutní hodnoty determinantu podle (2.4.1.26.) v závislosti na konstantě šíření pro $f = 9 \text{ GHz}$, $\epsilon_r = 500$ a $\text{tg}\delta = 0$, $t = 10 \text{ }\mu\text{m}$



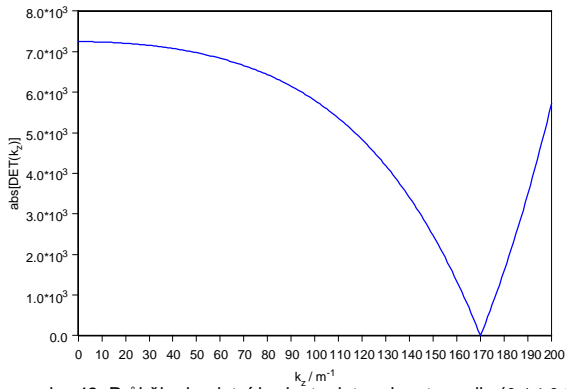
obr. 46. Průběh absolutní hodnoty determinantu podle (2.4.1.26.) v závislosti na konstantě šíření pro $f = 9 \text{ GHz}$, $\epsilon_r = 500$ a $\text{tg}\delta = 0$, $t = 10 \text{ }\mu\text{m}$



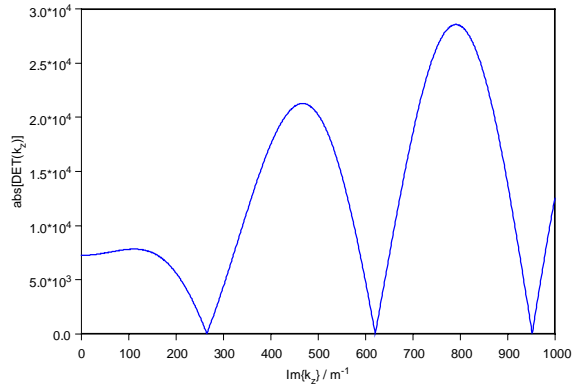
obr. 47. Průběh absolutní hodnoty složky E_y v závislosti na souřadnici y pro $f = 9 \text{ GHz}$, $\epsilon_r = 500$ a $\text{tg}\delta = 0$, $t = 10 \text{ }\mu\text{m}$

Vypočítané konstanty šíření pak nabývají hodnot : $k_z = 130.03; -j286.27; -j615.33; \dots$

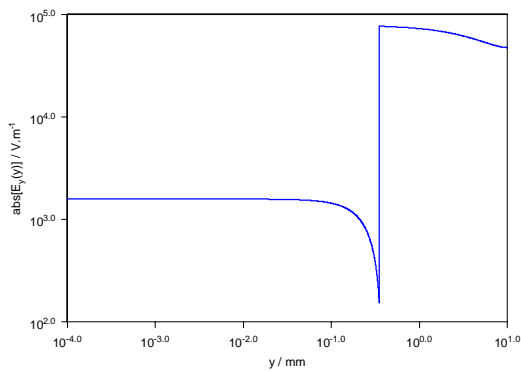
Pokud ještě dále zvolíme $\epsilon_r = 500$, $\text{tg}\delta = 0$, $f = 9 \text{ GHz}$, $t = 350 \text{ mm}$, tak dostaneme



obr. 48. Průběh absolutní hodnoty determinantu podle (2.4.1.26.) v závislosti na konstantě šíření pro $f = 9 \text{ GHz}$, $\epsilon_r = 500$ a $\text{tg}\delta = 0$, $t = 350 \text{ }\mu\text{m}$



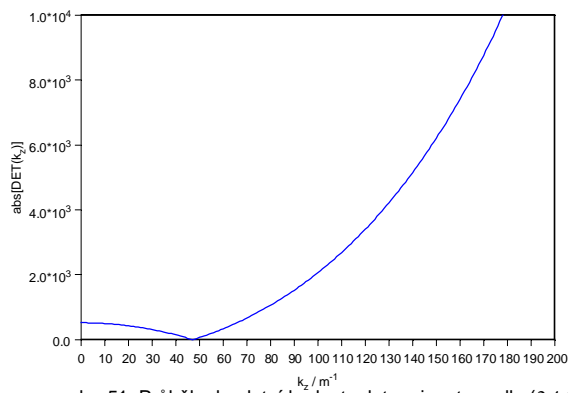
obr. 49. Průběh absolutní hodnoty determinantu podle (2.4.1.26.) v závislosti na konstantě šíření pro $f = 9 \text{ GHz}$, $\epsilon_r = 500$ a $\text{tg}\delta = 0$, $t = 350 \text{ }\mu\text{m}$



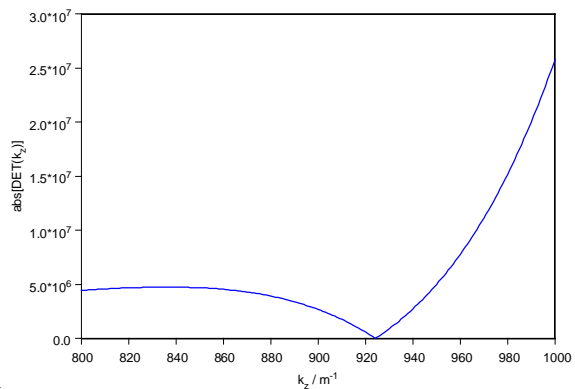
obr. 50. Průběh absolutní hodnoty složky E_y v závislosti na souřadnici y pro $f = 9 \text{ GHz}$, $\epsilon_r = 500$ a $\text{tg}\delta = 0$, $t = 350 \text{ }\mu\text{m}$

s výslednými konstantami šíření : $k_z = 169.96; -j264.67; -j620.55; \dots$

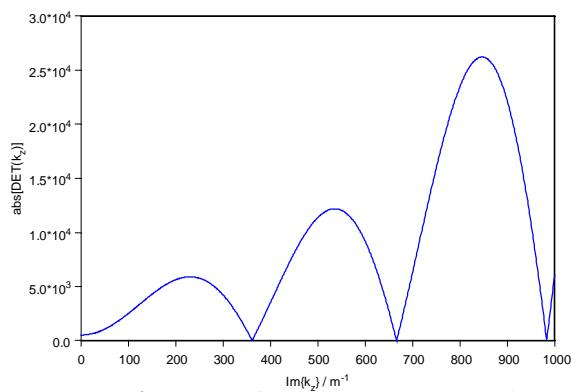
A konečně pro $\epsilon_r = 500$, $\text{tg}\delta = 0$, $f = 9 \text{ GHz}$, $t = 380 \text{ mm}$ dostaneme



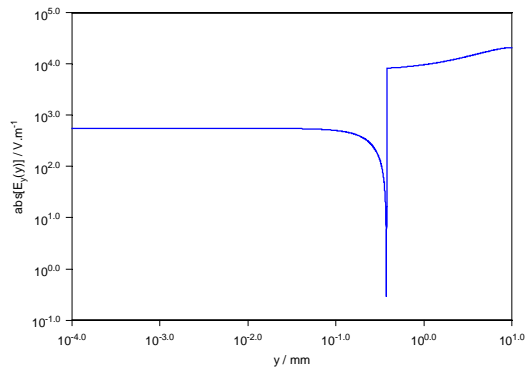
obr. 51. Průběh absolutní hodnoty determinantu podle (2.4.1.26.) v závislosti na konstantě šíření pro $f = 9 \text{ GHz}$, $\epsilon_r = 500$ a $\text{tg}\delta = 0$, $t = 380 \text{ }\mu\text{m}$



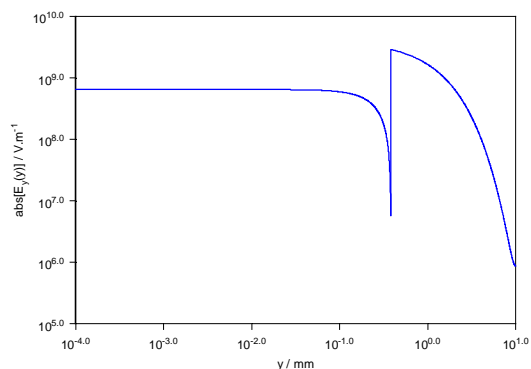
obr. 52. Průběh absolutní hodnoty determinantu podle (2.4.1.26.) v závislosti na konstantě šíření pro $f = 9 \text{ GHz}$, $\epsilon_r = 500$ a $\text{tg}\delta = 0$, $t = 380 \text{ }\mu\text{m}$



obr. 53. Průběh absolutní hodnoty determinantu podle (2.4.1.26.) v závislosti na konstantě šíření pro $f = 9 \text{ GHz}$, $\epsilon_r = 500$ a $\text{tg}\delta = 0$, $t = 380 \text{ }\mu\text{m}$



obr. 54. Průběh absolutní hodnoty složky E_y prvního šířícího se vidu v závislosti na souřadnici y pro $f = 9 \text{ GHz}$, $\epsilon_r = 500$ a $\text{tg}\delta = 0$, $t = 380 \text{ }\mu\text{m}$



obr. 55. Průběh absolutní hodnoty složky E_y druhého šířícího se vidu v závislosti na souřadnici y pro $f = 9 \text{ GHz}$, $\epsilon_r = 500$ a $\text{tg}\delta = 0$, $t = 380 \text{ }\mu\text{m}$

s výslednými konstantami šíření : $k_z = 47.08; 924.25; -j361.13; -j666.21; \dots$

Pro srovnání, v prázdném vlnovodu R100, s magnetickou stěnou uprostřed vlnovodu, jsou při frekvenci $f = 9 \text{ GHz}$ konstanty šíření $k_z = 129.90; -j286.05; -j614.74; \dots$

Obrázky č. 34 až č. 55 ukazují vždy průběh absolutní hodnoty determinantu podle rovnice (2.4.1.26.). První graf nebo první dva grafy jsou pro ryze reálné konstanty šíření, tedy pro šířící se vidy a další obrázek je pro ryze imaginární konstanty šíření a tedy pro vidy, které se strukturou nešíří. Na dalších obrázcích je pak uveden průběh absolutní hodnoty složky E_y v závislosti na souřadnici y a to vždy pro šířící se vidy.

Z grafů lze vyvodit následující závěry. Pro libovolně volené parametry desky je vidět, že hodnoty jim příslušných konstant šíření pro podkritické vidy se příliš neliší. Z konstant šíření vidů nadkritických je vidět, že šíří-li se strukturou více vidů, jsou jejich konstanty šíření značně odlišné. Zajímavé je, že např. druhý šířící se vid může mít konstantu šíření menší než jaká by náležela prázdnému vlnovodu.

Asi nejpodstatnějším závěrem této kapitoly je, že v případě vysoké permitivity a velmi tenké desky, se konstanta šíření a ani průběh složky elektrického pole E_y (až na nespojitost na rozhraní) od sebe téměř vůbec neliší. Z toho tedy vyplývá, že taková dvě dielektrika nelze touto metodou od sebe rozlišit. Z průběhů pole je pak vidět, že strukturou se v takovém případě šíří vid, který je na souřadnici y téměř nezávislý, opět s výjimkou skoku na rozhraní. Tento skok je však pro integrální veličiny jako jsou s-parametry zanedbatelný jelikož tloušťky dielektrika jsou v tomto případě velmi malé ($t = 10 \text{ mm}$). Průběh pole je tedy velmi podobný dominantnímu vidu TE_{10} . Z obr. 44 a obr. 47 je též vidět, že v tomto případě je amplituda pole uvnitř dielektrika malá a lze očekávat, že podobné výsledky bychom obdrželi, pokud bychom dielektrikum nahradili kovem. Jak uvidíme dále, na kovu se sice budí jiné rozložení pole než v tomto případě, ale přesto lze ukázat, že ve výsledných s-parametrech se oba případy téměř neliší.

Tato vlastnost je zachována až k tloušťkám v okolí 100 mm a to pro široký rozsah permitivit. Konstanta šíření se začne výrazněji měnit až okolo tloušťek 300 mm . V příkladě je uvedena tloušťka 350 mm . Nepříjemnou vlastností je, že v této oblasti již začne být konstanta šíření na tloušťku dielektrika při této vysoké permitivitě velmi citlivá a např. při $t = 380 \text{ mm}$ nejenže konstanta šíření vyrostle z hodnoty asi $k_z = 170 \text{ m}^{-1}$ na asi $k_z = 920 \text{ m}^{-1}$, ale strukturou se začne šířit i další vid.

Při takto vysoké konstantě šíření se pak povrchová vlna šíří jen těsně nad dielektrikem a pro dopadající TE_{10} bude představovat značnou diskontinuitu a bude způsobovat značné odrazy.

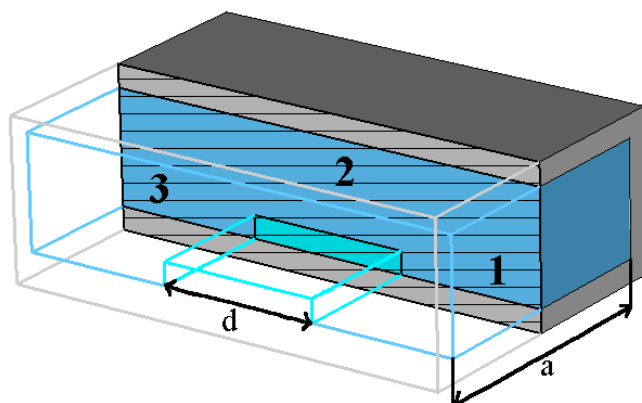
Z těchto závěrů je tedy zřejmé, že jakékoli vzorky s tloušťkou $t \leq 200 \text{ mm}$ budou touto

metodou neměřitelné. Stejně tak vzorky s velmi vysokou permitivitou budou při měření způsobovat potíže, jelikož měřené odrazy budou veliké.

2.4.2. Měření s deskou podélně umístěnou v rovině magnetického pole

Pro účely této kapitoly jsme v kapitole předchozí vyřešili elektromagnetické pole uvnitř vlnovodu, na jehož dně leží dielektrická deska. Jak již bylo řečeno, je v tomto uspořádání potřeba k popisu pole použít LSM vidů a tedy vztahů (1.34) až (1.39).

Uspořádání celé úlohy je patrné z obr. č. 56.



obr. 56

V oblasti č. 1 (oblast vzduchu) můžeme pole popsat následujícími vztahy

$$E_x = -\frac{p}{a} \cos \frac{p}{a} x \sum_n \frac{np}{b} \sin \frac{np}{b} y C_{1n}^1 e^{jk_{zn}^1 z} \quad (2.4.2.1.)$$

$$E_y = (k^1)^2 \sin \frac{p}{a} x C_{20}^1 e^{-jk_{z0}^1 z} + \sin \frac{p}{a} x \sum_n \left[(k^1)^2 - \left(\frac{np}{b} \right)^2 \right] \cos \frac{np}{b} y C_{1n}^1 e^{jk_{zn}^1 z} \quad (2.4.2.2.)$$

$$E_z = -\sin \frac{p}{a} x \sum_n jk_{zn}^1 \frac{np}{b} \sin \frac{np}{b} y C_{1n}^1 e^{jk_{zn}^1 z} \quad (2.4.2.1.)$$

$$H_x = -we \sin \frac{p}{a} x k_{z0}^1 C_{20}^1 e^{-jk_{z0}^1 z} + we \sin \frac{p}{a} x \sum_n k_{zn}^1 \cos \frac{np}{b} y C_{1n}^1 e^{jk_{zn}^1 z} \quad (2.4.2.3.)$$

$$H_z = jwe \frac{p}{a} \cos \frac{p}{a} x C_{20}^1 e^{-jk_{z0}^1 z} + jwe \frac{p}{a} \cos \frac{p}{a} x \sum_n \cos \frac{np}{b} y C_{1n}^1 e^{jk_{zn}^1 z} \quad (2.4.2.4.)$$

kde C_{20}^1 je známá amplituda budícího vidu.

V oblasti č. 2 (oblast s dielektrickou deskou) bude k popisu výhodné použít zápis pole podle vztahů (2.4.1.13) až (2.4.1.20) minulé kapitoly, jelikož tento umožní jednoduchou a přehlednou formulaci sešívání vidů.

Bude tedy

$$E_x = \frac{P}{a} \cos \frac{P}{a} x \sum_n \frac{\partial g_n(y)}{\partial y} (C_{1n}^2 e^{jk_{zn}^2 z} + C_{2n}^2 e^{-jk_{zn}^2 z}) \quad (2.4.2.5.)$$

$$E_y = \sin \frac{P}{a} x \sum_n \Psi_n g_n(y) (C_{1n}^2 e^{jk_{zn}^2 z} + C_{2n}^2 e^{-jk_{zn}^2 z}) \quad (2.4.2.6.)$$

$$E_z = \sin \frac{P}{a} x \sum_n jk_{zn}^2 \frac{\partial g_n(y)}{\partial y} (C_{1n}^2 e^{jk_{zn}^2 z} - C_{2n}^2 e^{-jk_{zn}^2 z}) \quad (2.4.2.7.)$$

$$H_x = we_0 \Theta \sin \frac{P}{a} x \sum_n k_{zn}^2 g_n(y) (C_{1n}^2 e^{jk_{zn}^2 z} - C_{2n}^2 e^{-jk_{zn}^2 z}) \quad (2.4.2.8.)$$

$$H_z = jwe_0 \Theta \frac{P}{a} \cos \frac{P}{a} x \sum_n g_n(y) (C_{1n}^2 e^{jk_{zn}^2 z} + C_{2n}^2 e^{-jk_{zn}^2 z}) \quad (2.4.2.9.)$$

kde

$$g_n(y) = \begin{cases} B_n^a \cos k_{yn}^a y & \text{pro dielektrikum} \\ B_n^b \cos k_{yn}^b (b-y) & \text{pro vzduch} \end{cases} \quad (2.4.2.10.)$$

$$\Psi_n = \begin{cases} \left[(k^a)^2 - (k_{yn}^a)^2 \right] & \text{pro dielektrikum} \\ \left[(k^b)^2 - (k_{yn}^b)^2 \right] & \text{pro vzduch} \end{cases} \quad (2.4.2.11.)$$

$$\Theta = \begin{cases} e_r^a & \text{pro dielektrikum} \\ e_r^b & \text{pro vzduch} \end{cases} \quad (2.4.2.12.)$$

A konečně v oblasti č. 3 (oblast vzduchu) pak bude podobně jako v oblasti č. 1 pole popsáno vztahy

$$E_x = -\frac{P}{a} \cos \frac{P}{a} x \sum_n \frac{nP}{b} \sin \frac{nP}{b} y C_{2n}^3 e^{-jk_{zn}^3 z} \quad (2.4.2.13.)$$

$$E_y = \sin \frac{P}{a} x \sum_n \left[(k^3)^2 - \left(\frac{nP}{b} \right)^2 \right] \cos \frac{nP}{b} y C_{2n}^3 e^{-jk_{zn}^3 z} \quad (2.4.2.14.)$$

$$E_z = \sin \frac{P}{a} x \sum_n jk_{zn}^3 \frac{nP}{b} \sin \frac{nP}{b} y C_{2n}^3 e^{-jk_{zn}^3 z} \quad (2.4.2.15.)$$

$$H_x = -we \sin \frac{P}{a} x \sum_n k_{zn}^3 \cos \frac{nP}{b} y C_{2n}^3 e^{-jk_{zn}^3 z} \quad (2.4.2.16.)$$

$$H_z = jwe \frac{P}{a} \cos \frac{P}{a} x \sum_n \cos \frac{nP}{b} y C_{2n}^3 e^{-jk_{zn}^3 z} \quad (2.4.2.17.)$$

Přičemž všude je $n=0,1,2,3...N$.

Nyní je třeba uplatnit podmínky na rozhraní oblastí.

Pro vyřešení úlohy bychom mohli uplatnit podmínky na všechny tečné složky. To by však vedlo na soustavu s více rovnicemi než je neznámých konstant. To ukazuje, že jednotlivé tečné složky na sobě nejsou nezávislé. Tato závislost mezi tečnými složkami je způsobena popisem elektromagnetického pole pomocí LSM vidů. Ten lze totiž získat z obecnějšího popisu pomocí TE a TM vidů tím, že na obecně různé amplitudy TE a TM vidů klademe jistou podmínku. Tím se stanou jednotlivé složky elektrického a magnetického pole na sobě závislé. Pro jednoznačnost řešení této úlohy pak plně postačuje porovnání tečných složek, které přenášejí výkon ve směru osy šíření vlny. Těmito složkami jsou pouze složky E_y, H_x , takže i v tomto případě budou na rozhraní udávány stejné podmínky jako v předchozích případech.

Pokud nyní porovnáme tečné složky na rozhraní v $z=0$ a $z=d$, kde d je délka desky,

vynásobíme rovnice členem $\cos \frac{qp}{b} y$ a provedeme integraci rovnic podle y v mezích $0..b$, pak

s uvážením že platí

$$\int_0^b \cos \frac{qp}{b} y \cdot \cos \frac{np}{b} y dy = \Omega_{qn} = \frac{b}{2} (d_{qn} + d_{q0} d_{n0}) \text{ pro všechna } n, q \quad (2.4.2.18.)$$

$$\int_0^b \cos \frac{qp}{b} y \cdot \Psi_n g_n(y) dy = \Gamma_{nq} \quad (2.4.2.19.)$$

$$\int_0^b \cos \frac{qp}{b} y \cdot \Theta \cdot g_n(y) dy = \Lambda_{nq} \quad (2.4.2.20.)$$

dostaneme následující soustavu rovnic

$$\frac{b}{2} (1 + d_{q0}) C_{1q}^1 = \frac{1}{J_q^1} \left[- (k^1)^2 C_{20}^1 b d_{q0} + \sum_n \Gamma_{nq} (C_{1n}^2 + C_{2n}^2) \right] \quad (2.4.2.21.)$$

$$\frac{b}{2} (1 + d_{q0}) C_{1q}^1 = \frac{1}{k_{zq}^1} \left[k_{z0}^1 C_{20}^1 b d_{q0} + \sum_n k_{zn}^2 \Lambda_{nq} (C_{1n}^2 - C_{2n}^2) \right] \quad (2.4.2.22.)$$

$$\frac{1}{J_q^3} \sum_n \Gamma_{nq} (C_{1n}^2 e^{jk_{zn}^2 d} + C_{2n}^2 e^{-jk_{zn}^2 d}) = \frac{b}{2} (1 + d_{q0}) C_{2q}^3 e^{-jk_{zq}^3 d} \quad (2.4.2.23.)$$

$$-\frac{1}{k_{zq}^3} \sum_n k_{zn}^2 \Lambda_{nq} (C_{1n}^2 e^{jk_{zn}^2 d} - C_{2n}^2 e^{-jk_{zn}^2 d}) = \frac{b}{2} (1 + d_{q0}) C_{2q}^3 e^{-jk_{zq}^3 d} \quad (2.4.2.24.)$$

pro $q=0, 1, 2..N$, kde

$$\left[(k^1)^2 - \left(\frac{qp}{b} \right)^2 \right] = J_q^1, \left[(k^3)^2 - \left(\frac{qp}{b} \right)^2 \right] = J_q^3 \quad (2.4.2.25.)$$

Porovnáním první dvojice rovnic a druhé dvojice rovnic snížíme počet rovnic na rovnice dvě, které mají následující tvar

$$\left[k_{zq}^1 (k^1)^2 + J_q^1 k_{z0}^1 \right] C_{20}^1 b d_{q0} = \sum_n C_{1n}^2 (k_{zq}^1 \Gamma_{nq} - J_q^1 k_{zn}^2 \Lambda_{nq}) + C_{2n}^2 (k_{zq}^1 \Gamma_{nq} + J_q^1 k_{zn}^2 \Lambda_{nq}) \quad (2.4.2.26.)$$

$$\sum_n C_{1n}^2 (J_q^3 k_{zn}^2 \Lambda_{nq} e^{jk_{zn}^2 d} + k_{zq}^3 \Gamma_{nq} e^{jk_{zn}^2 d}) + C_{2n}^2 (-J_q^3 k_{zn}^2 \Lambda_{nq} e^{-jk_{zn}^2 d} + k_{zq}^3 \Gamma_{nq} e^{-jk_{zn}^2 d}) = 0 \quad (2.4.2.27.)$$

Přičemž ostatní pro ostatní konstanty pak platí

$$C_{1q}^1 = \left[-\frac{(k^1)^2 C_{20}^1 d_{q0}}{J_q^1} + \frac{2}{b(1+d_{q0}) J_q^1} \sum_n \Gamma_{nq} (C_{1n}^2 + C_{2n}^2) \right] \quad (2.4.2.28.)$$

$$C_{2q}^3 = \frac{2}{J_q^3 b(1+d_{q0})} e^{jk_{zq}^3 d} \sum_n \Gamma_{nq} (C_{1n}^2 e^{jk_{zn}^2 d} + C_{2n}^2 e^{-jk_{zn}^2 d}) \quad (2.4.2.29.)$$

Po vyřešení této soustavy rovnic pak můžeme snadno napsat s-parametry této struktury ve tvaru

$$s_{11} = \frac{C_{10}^1}{C_{20}^1} \quad (2.4.2.30.)$$

$$s_{12} = \frac{C_{20}^3 e^{-jk_{z0}^3 d}}{C_{20}^1} \quad (2.4.2.31.)$$

přičemž referenční roviny jsou v tomto případě na začátku a na konci dielektrické desky.

Z výsledků předchozí kapitoly, ve které byl řešen průběh elektromagnetického pole uvnitř oblasti s dielektrickou výplní plyne, že tuto metodu není možné použít k měření tenkých dielektrických vzorků. Ačkoli by tato metoda mohla mít velmi zajímavé vlastnosti nebudou zde dále hlouběji rozebírány její výsledky, jelikož hlavním cílem této práce je měření právě tenkých filmů, pro něž je tato metoda nevhodná.

Nicméně pouze v krátkosti poznamenejme, že v případech silnějších vzorků vykazují rozptylové parametry této struktury podobné frekvenční vlastnosti jako je tomu u metody uvedené v kapitole č. 2.3.2. Stejně tak i zde není možné tuto metodu použít k měření ztrát.

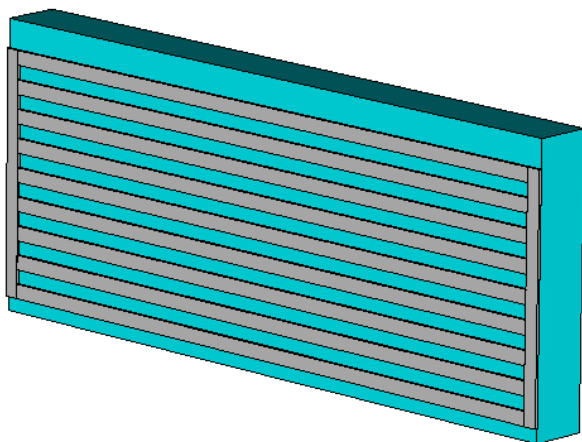
2.5. Výběr měřicí metody a umístění ladících elektrod

Jak bylo řečeno na začátku této práce, vlastnosti ferroelektrik je možné v jisté míře ovlivňovat vnějším statickým elektrickým polem. V této kapitole tedy bude ke každému ze čtyř dříve uvedených uspořádání navržen způsob přidání polarizačních elektrod. Při výběru nejoptimálnější metody pro měření komplexní permitivity pak bude kromě vlastností, které metoda vykazuje pro dielektrikum bez elektrod, přihlíženo i k realizovatelnosti a matematické uchopitelnosti problému přidání ladících elektrod.

Nyní budou popořadě diskutovány tyto elektrody pro každou dříve uvedenou metodu.

První analyzovanou metodou byla metoda z kapitoly č. 2.1.

Při pohledu na obr. 2 uspořádání dielektrické desky se ihned nabízí velmi jednoduchá metoda jak na vzorek přivést statické elektrické pole. Lze to provést např. pomocí kovové mříže, která je schématicky znázorněna na obr. 57.



obr. 57

Jako druhá elektroda může v tomto případě sloužit plášť vlnovodu.

Pokud bude takováto mříž dostatečně hustá, bude dosaženo výborné homogenity ladícího elektrického pole. Zároveň, jak bude vidět v kapitole č. 3.3, představuje tato mříž s tenkými pásky velmi malý odraz, což je při měření žádoucí. Poslední a pravděpodobně nejdůležitější vlastností tohoto uspořádání je fakt, že mříž a dielektrická deska vlastně tvoří kaskádně spojené obvody, jejichž parametry mohou být stanoveny separátně. Pokud tedy budeme znát rozptylové či vlnové parametry mříže, bude možné vliv této mříže z naměřených dat zcela odstranit a postupovat stejně jako v případě bez mříže.

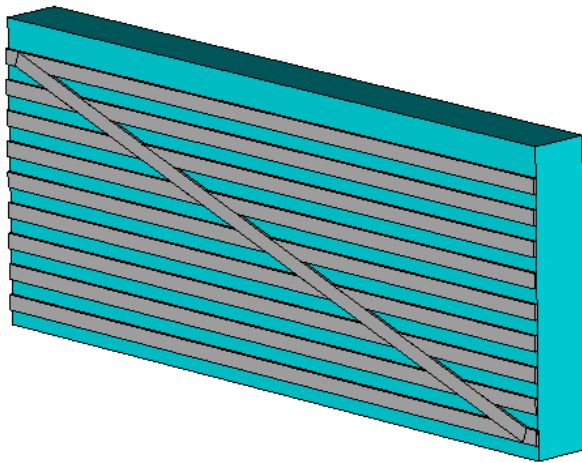
Další metodou měření dielektrik byla metoda průchozí uvedená v kapitole č. 2.2.

Pro ni lze použít naprosto stejný typ ladící elektrody jako v předchozím případě, jen s tím rozdílem, že nyní je nutné umístit ještě druhou elektrodu na opačnou stranu desky, avšak výhodné vlastnosti stále zůstávají v platnosti.

Třetí metodou byla podélná deska umístěná ve vlnovodu. Její popis je uveden v kapitolách č. 2.3.1. a 2.3.2.

Zde již situace tak příznivá není. Pokud bychom použili stejné uspořádání elektrod jako v předchozích dvou případech, způsobil by zkratovací vertikální vodič téměř totální odraz, jelikož by nyní byl rovnoběžný s intenzitou elektrického pole.

V tomto případě je tedy nutné uchýlit se k jiné variantě, která je uvedena na obr. 58.



obr. 58

Zde je zkratovací vodič umístěn šikmo k podélné ose vlnovodu, ale rovnoběžně se směrem šíření vlny. Problému takto orientovaného vodiče byla během psaní diplomové práce věnována jak teoretická tak praktická pozornost. Jedná se však o velmi komplexní rezonanční strukturu, jejíž řešení by vyžadovalo více pozornosti a prostoru než umožňuje rozsah této práce. Pouze poznamenejme, že velikost koeficientu odrazu takového vodiče silně závisí na úhlu, který vodič svírá se stěnami vlnovodu. Po teoretické stránce je problém osamocené šikmé vodiče poměrně dobře definovatelný, avšak celková struktura podle obr. 58 je matematicky uchopitelná jen velmi obtížně. Problémy totiž nyní nastávají i u samotných podélných vodičů, které tvoří s dielektrikem jeden celek, který nelze analyzovat odděleně. Samotné získání rozložení pole v oblasti vyplněné strukturou pole obr. 58 bude tedy velmi komplikované a použití metody sešívání vidů k následnému iteračnímu postupu získání hodnoty permitivity měřeného vzorku by bylo neúnosně složité a časově náročné. Do podobných problémů se dostaneme i u poslední metody měření uvedené v kapitolách č. 2.4.1. a 2.4.2, kdy deska leží na dně vlnovodu.

Zde je možné použít strukturu elektrod podle obr. 57 s druhou elektrodou tvořenou pláštěm vlnovodu, čímž se zbavíme potíží se šikmým vodičem. I za přijatelných odrazů způsobených elektrodou však stále přetrvávají potíže s výpočtem elektromagnetického pole ve vlnovodu vyplněném takovou strukturou.

Nyní v závěru této kapitoly musíme zvolit jednu z metod která svými výhodami představuje metodu optimální pro naše měření.

Budeme-li postupovat vylučovacím způsobem, můžeme ihned vyloučit metodu podle kapitol č. 2.4.1. a č. 2.4.2. s deskou na dně vlnovodu, jelikož jak bylo již řečeno tato metoda není schopná detekovat tenké vzorky dielektrik.

Dále pak budeme moci vyloučit metodu s podélnou deskou podle kapitol č. 2.3.1. a č. 2.3.2. jelikož asi jediné možné uspořádání elektrod, je v tomto případě výpočetně obtížně zvládnutelné.

Díky nízké citlivosti pak můžeme vyloučit metodu podle kapitoly č. 2.1. s deskou zakončenou zkratem.

Tím nám tedy zbyla metoda podle kapitoly č. 2.2. s průchozí deskou. Ta má jak již bylo řečeno dobrou citlivost a zároveň uspořádání ladících elektrod je, jak bude vidět dále, možné s přijatelnou složitostí popsat a následně poměrně snadno odstranit z naměřených dat.

Literatura ke kapitole č.2

- [1] Waveguide Technique for Ferroelectric Bulk and Film Microwave Study, Yuriy Poplavko, 61st ARFTG Conference Digest, June 13th, 2003
- [2] Measurement of Dielectric Constant and Loss Tangent in Materials Having Large Dielectric Constants, J. B. Horton, G. A. Burdick, IEEE MTT, October 1968, pp.873-875
- [3] An Accurate Measurement Technique for Line Properties, Junction Effect and Dielectric and Magnetic Material Parameters, A. Enders, IEEE MTT, vol. 37, no. 3, March 1989, pp. 598-605
- [4] Improved Technique for Determining Complex Permittivity with the T/R Method, J.B.Jarvis, E.J.Vanzura, W.A.Kissick, IEEE MTT, vol. 38, no. 8, August 1990, pp. 1096 - 1103
- [5] Noniterative Stable Transmission/Reflection Method for Low-Loss Material Complex Permittivity Determination, A. H. Boughriet, Ch. Legrand, A. Chapoton, IEEE MTT, Vol. 45, No. 1, January 1997, pp. 52-57
- [6] Two New Measurement Methods for Explicit Determination of Complex Permittivity Ch. Wan, B. Nauwelaers, IEEE MTT, Vol. 46, No. 11, November 1998, pp. 1614-1619
- [7] Accurate Determination of the Complex Permittivity of Materials With Transmission Reflection Measurements in Partially Filled Rectangular Waveguides, J. M. Catalá-Civera, A. J. Canós, F. L. Peñaranda-Foix, IEEE MTT, Vol. 51, No. 1, January 2003, pp.16-24

3. Kovové diskontinuity použité při měření dielektrik

Jak již bylo během textu řečeno vlastnosti ferroelektrik lze měnit pomocí změny statického elektrického pole, jemuž je ferroelektrikum vystaveno.

K tomu abychom mohli změřit tuto závislost, musíme nejprve jistým způsobem zakomponovat kovové elektrody do dielektrika. Tyto elektrody ale samozřejmě ovlivní rozložení elektromagnetického pole v okolí dielektrika a pro měření tedy bude nutné vědět jak je elektromagnetické pole těmito elektrodami ovlivněno.

Diskuse tvarů elektrod a umístění elektrod byla provedena v kapitole č.2, u každého měřícího uspořádání. V této kapitole pak budou tyto elektrody podrobněji analyzovány tak, abychom věděli jak bude měření těmito elektrodami ovlivněno a mohli tyto vlivy kompenzovat.

Zároveň se však při měření mohou vyskytnout i kovové diskontinuity, které přímo nesouvisí s polarizací dielektrika, ale mají za úkol mechanickou proveditelnost měření. Typickým příkladem jsou skokové změny průřezu vlnovodu, které budou použity k měření podle kapitoly č. 2.1. a č. 2.2. Těmito diskontinuitami začneme tuto kapitolu.

3.0. Normování s-parametrů v obecné vlnovodné struktuře

Jak bude vidět dále, pro výpočet s-parametrů kovových diskontinuit je potřeba najít vhodné vztahy pro určování s-parametrů z veličin pole, jelikož metoda sešívání vidů, dává informaci pouze o intenzitách elektrického a magnetického pole a nikoli o proudových či napěťových vlnách.

Vzhledem k tomu, že se vlnovodem nešíří vlna TEM, je zde totiž definice s-parametrů nejednotná a v jistém smyslu libovolná. Abychom překonali tuto překážku musíme v obecném vlnovodném uspořádání umět určit vztahy mezi veličinami pole a ekvivalentními napětími a proudy.

Jelikož se v dalším textu budou objevovat spojení vlnovodů s různým průřezem, není možné použít klasické definice proudů a napětí. Mohlo by se totiž stát, že rozptylové parametry přenosu nebudou splňovat běžné předpoklady, např. že $|s_{12}| < 1$ pro pasivní prvek. U spojení vlnovodů různého průřezu tato situace může nastat, aniž by jakkoli porušovala např. zákon zachování energie. Je způsobena jen nevhodným přepočtem napětí a proudů z vektorů pole. Jelikož ve vlnovodu může být v obecném případě více složek elektrického pole příčných na směr šíření, nebude asi vhodné definovat napětí pomocí jejich křivkového integrálu, jelikož by mohl záviset na tvaru křivky. Musíme tedy vybrat veličinu, která je na souřadnicích obecně nezávislá. Touto veličinou je amplituda vlny, kterou můžeme označit jako C^+ , pro vlnu pohybující se v dopředném směru a C^- pohybující se ve směru zpětném. Je zřejmé, že stejné konstanty C^+, C^- obsahují všechny složky pole v daném místě vlnovodu, pouze jsou u každé složky pole vynásobeny ještě dalšími konstantami tak, aby byly splněny Maxwellovy rovnice. Tyto dvě konstanty dávají úplnou informaci o šířící se vlně.

Ačkoli je obecně možné definovat s-parametry i pro vyšší buzené vidy, budeme je dále definovat pouze pro dominantní vid. To tedy znamená, že tyto s-parametry platí až v dostatečné vzdálenosti od diskontinuity a za podmínky jediného šířícího se vidu, což ovšem pro naši další analýzu bude postačovat.

Napětí a proud tedy můžeme volit takto :

$$V^+ = AC^+ e^{-jk_z z} \quad (3.0.1)$$

$$V^- = AC^- e^{jk_z z} \quad (3.0.2)$$

$$I^+ = BC^+ e^{-jk_z z} \quad (3.0.3)$$

$$I^- = BC^- e^{jk_z z} \quad (3.0.4)$$

kde konstanty A, B jsou prozatím neznámé.

Jako první požadavek na napětí a proudy budeme chtít, aby výkon přenesený vlnou a výkon přeneseny napětími a proudy si číselně odpovídal. Bude tedy muset platit

$$\frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \int_s \mathbf{E} \times \mathbf{H}^* dS \right\} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \{ V^+ I^{+*} \} = \frac{1}{2} |C^+|^2 \operatorname{Re} \{ e^{-j2\operatorname{Im}[k_z]z} AB^* \} \quad (3.0.5)$$

přičemž normálu k ploše při integraci volíme tak, abychom získali výkon dopředné vlny.

Pro nalezení konstant A, B musíme mít ještě jednu rovnici, tou je vztah mezi napětím a proudem, čili vlnová impedance. Její volba je prakticky libovolná a pro jednoduchost jí můžeme volit rovnu jedné. Bude tedy

$$Z = \frac{V^+}{I^+} = \frac{A}{B} = 1 \quad (3.0.6)$$

a to bez rozdílu na geometrii vlnovodu.

Dosazením do rovnice (3.0.5.) pak dostaneme

$$\frac{\operatorname{Re} \left\{ \int_s \mathbf{E} \times \mathbf{H}^* dS \right\}}{|C^+|^2 \operatorname{Re} \{ e^{2\operatorname{Im}[k_z]z} \}} = |A|^2 \quad (3.0.7)$$

Fázi konstant A a B budeme volit nulovou, čímž srovnáme fáze napěťových a proudových vln s fází vlny ve vlnovodu.

Máme-li pak různé vlnovody mezi kterými chceme určit normované s -parametry, pak bude platit

$$s_{ij} = \frac{V^{i+,i-}}{\sqrt{Z_i}} = \frac{C^{i+,i-}}{C^{j+,j-}} \frac{A_i}{A_j} \frac{e^{\mathbf{m}jk_z^i z}}{e^{\mathbf{m}jk_z^j z}} \quad (3.0.8)$$

přičemž indexy $+, -$, značí, že má být zvolena taková vlna, aby byla v platnosti klasická definice, podle které se dávají do poměru vlny vystupující a vlny vstupující.

K popisu obvodů uvnitř obecné vlnovodné struktury však nemusíme používat pouze s -parametry. Pro snazší algebraické manipulace můžeme místo s -matic použít matice, které dávají do vztahu přímo amplitudy elektromagnetických vln. Označme je jako parametry vlnové. Jejich definici můžeme provést takto.

Mějme amplitudy pole ve dvou místech vlnovodu označeny

$C^{1+}, C^{1-}, C^{2+}, C^{2-}$, kde indexy +,- označujeme po řadě vlnu dopřednou a vlnu zpětnou, přičemž směr vlny definujeme vždy z pohledu brány 1.

Pak definujeme vlnovou matici jako

$$\begin{bmatrix} C^{1-} \\ C^{2+} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C^{1+} \\ C^{2-} \end{bmatrix} \quad (3.0.9)$$

Tato matice je obdobou rozptylové matice platí pro ní

$$A_{11} = \left. \frac{C^{1-}}{C^{1+}} \right|_{C^{2-}=0} \quad (3.0.10.)$$

$$A_{12} = \left. \frac{C^{1-}}{C^{2-}} \right|_{C^{1+}=0} \quad (3.0.11)$$

$$A_{21} = \left. \frac{C^{2+}}{C^{1+}} \right|_{C^{2-}=0} \quad (3.0.12)$$

$$A_{22} = \left. \frac{C^{2+}}{C^{2-}} \right|_{C^{1+}=0} \quad (3.0.13.)$$

Stejně jako u napět'ových parametrů můžeme i zde zavést místo rozptylové matice matici přenosovou, která bývá označována jako $[T]$.

Tu pak můžeme definovat takto

$$\begin{bmatrix} C^{1+} \\ C^{1-} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B_{11} & B_{12} \\ B_{21} & B_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C^{2+} \\ C^{2-} \end{bmatrix} \quad (3.0.14)$$

Mezi oběma maticemi pak platí následující převodní vztahy

$$[B] = \frac{1}{A_{21}} \begin{bmatrix} 1 & -A_{22} \\ A_{11} & A_{21}A_{12} - A_{11}A_{22} \end{bmatrix} \quad (3.0.15.)$$

$$[A] = \frac{1}{B_{11}} \begin{bmatrix} B_{21} & B_{11}B_{22} - B_{12}B_{21} \\ 1 & -B_{12} \end{bmatrix} \quad (3.0.16)$$

To jsou zcela stejné vztahy jako mezi přenosovou a rozptylovou maticí.

Snadno lze také ukázat, že pokud se obě brány nacházejí ve vlnovodu o stejném průřezu, tak platí

$$\begin{aligned} [S] &= [A] \\ [T] &= [B] \end{aligned} \quad (3.0.17)$$

kde $[S], [T]$ jsou rozptylová a přenosová matice.

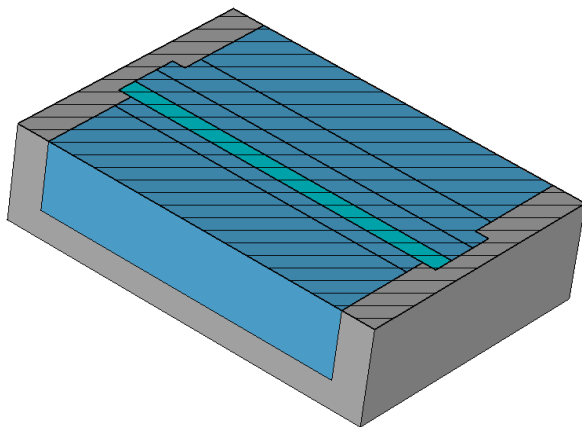
Pokud je ovšem každá brána ve vlnovodu různého průřezu, pak se vlnové parametry dávající do poměru veličiny z různých bran liší od klasických rozptylových parametrů. O jejich vzájemném přepočtu pak bylo pojednáno na začátku této kapitoly.

Na závěr ještě připomeneme, že pro kaskádní řazení obvodů, platí pro matice $[B]$ stejná pravidla jako pro matice $[T]$.

3.1 Skoková změna šířky vlnovodu

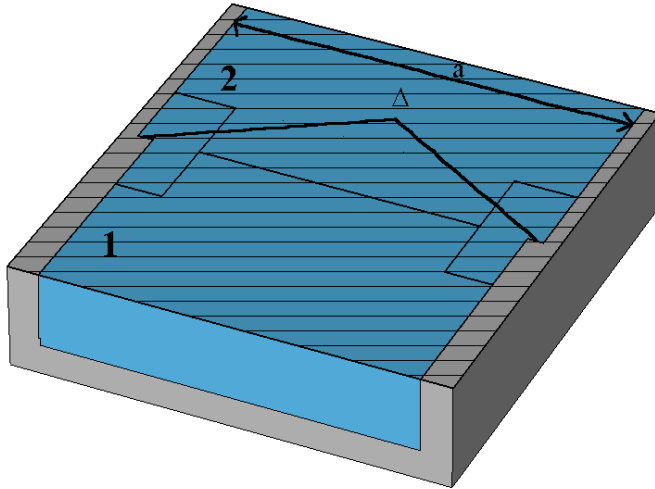
K měření podle kapitoly č. 2.2. je pro uložení dielektrické desky uvnitř vlnovodu výhodné použít úsek vedení, jehož výška, šířka nebo obojí jsou větší než standardní měřicí vlnovodné vedení. V následujících dvou kapitolách budeme analyzovat skokové rozšíření nebo skokové zvýšení vlnovodu. Tyto dvě diskontinuity mají totiž nerezonanční charakter a budou pro měření výhodnější než diskontinuita zahrnující jak změnu výšky tak šířky. Jak uvidíme dále, bude z důvodů odrazů dána při měření přednost skokovému rozšíření, které bude analyzováno v této kapitole.

Pokud se takto rozšířené vedení vloží mezi dva vlnovody a destička dielektrika bude mít rozměr tohoto zvětšeného vlnovodu, pak stačí destičku přitlačit na okraj příruby měřícího vedení a máme tím dobře definované a dobře reprodukovatelné měřicí uspořádání. V praxi může jako přitlačná síla dobře posloužit gravitace. Schématický náčrt měřícího uspořádání je na obr. 59.



obr. 59

Z obrázku je vidět, že pokud chceme z naměřených rozptylových parametrů získat informaci o rozptylových parametrech samotné desky, tak jak je tomu zapotřebí pro měření podle kapitoly č. 2.2, musíme znát s-parametry nebo lépe náhradní obvod spojení dvou vlnovodů různé šířky a s obecně různým vyplňujícím prostředím. Taková diskontinuita je pak znázorněna na obr. 60.



obr. 60

Zabývejme se nejprve případem kdy dominantní vid TE_{10} dopadá na rozhraní z užšího vlnovodu.

Jelikož diskontinuita je nezávislá na souřadnici y a pole budícího vidu také, nebude ani pole v žádném místě vlnovodu na této souřadnici závislé. Dále je z obr. 60 patrné, že ke splnění okrajových podmínek není zapotřebí přidat k dominantnímu vidu další vektorové složky. Pro takovou diskontinuitu tedy postačuje použít TE vidy ve tvaru (1.8) až (1.11).

K odvození vlastností této diskontinuity bude použita opět metoda sešívání vidů.

V oblasti č. 1 (užší vlnovod) můžeme tedy elektromagnetické pole zapsat ve tvaru

$$E_y = -j\omega\mu \frac{P}{a-2\Delta} \sin \frac{P}{a-2\Delta} (x-\Delta) C_{21}^1 e^{-jk_{z1}^1 z} - j\omega\mu \sum_{m=1}^N \frac{mp}{a-2\Delta} \sin \frac{mp}{a-2\Delta} (x-\Delta) C_{1m}^1 e^{jk_{zm}^1 z} \quad (3.1.1)$$

$$H_x = jk_{z1}^1 \frac{P}{a-2\Delta} \sin \frac{P}{a-2\Delta} (x-\Delta) C_{21}^1 e^{-jk_{z1}^1 z} - \sum_{m=1}^N jk_{zm}^1 \frac{mp}{a-2\Delta} \sin \frac{mp}{a-2\Delta} (x-\Delta) C_{1m}^1 e^{jk_{zm}^1 z} \quad (3.1.2)$$

$$H_z = \left(\frac{P}{a-2\Delta} \right)^2 \cos \frac{P}{a-2\Delta} (x-\Delta) C_{21}^1 e^{-jk_{z1}^1 z} + \sum_{m=1}^N \left(\frac{mp}{a-2\Delta} \right)^2 \cos \frac{mp}{a-2\Delta} (x-\Delta) C_{1m}^1 e^{jk_{zm}^1 z} \quad (3.1.3)$$

kde

$$\left(k_{zm}^1 \right)^2 = \left(k^1 \right)^2 - \left(\frac{mp}{a-2\Delta} \right)^2 \quad (3.1.4)$$

C_{21}^1 je známá amplituda budící vlny, a Δ je zúžení vlnovodu. Přičemž předpokládáme symetrické zúžení na obě strany. Postup lze však snadno obměnit i pro zúžení nesymetrické. Z důvodů výpočetních je zde namísto rozšíření uvažováno zúžení jednoho z vlnovodů. To ale není na závadu jelikož stačí pouze definovat $a = a' + 2\Delta$, kde a' je širší strana použitého měřícího vlnovodu a tím tuto úlohu převedeme na úlohu rozšíření.

V oblasti 2 (širší vlnovod) pak analogicky bude

$$E_y = -j\omega m \sum_{m=1}^N \frac{mp}{a} \sin \frac{mp}{a} x C_{2m}^2 e^{-jk_{zm}^2 z} \quad (3.1.5)$$

$$H_x = \sum_{m=1}^N jk_{zm}^2 \frac{mp}{a} \sin \frac{mp}{a} x C_{2m}^2 e^{-jk_{zm}^2 z} \quad (3.1.6)$$

$$H_z = \sum_{m=1}^N \left(\frac{mp}{a} \right)^2 \cos \frac{mp}{a} x C_{2m}^2 e^{-jk_{zm}^2 z} \quad (3.1.7)$$

kde

$$(k_{zm}^2)^2 = (k^2)^2 - \left(\frac{mp}{a} \right)^2 \quad (3.1.8)$$

Při výpočtu pole v okolí kovových diskontinuit však musíme být obezřetnější než v případě sešívání vidů s dielektrickými diskontinuitami.

V tomto případě totiž musíme vzít v úvahu, že pole v užším vlnovodu je definováno pouze na intervalu $x \in (\Delta, a - \Delta)$, kdežto pole v širším vlnovodu je definováno na $x \in (0, a)$.

V místě rozhraní se pak musí rovnat tečné složky pole v ploše otvoru. Na kovové stěně musí být nulová tečná složka elektrického pole v širším vlnovodu. Elektrické pole tedy budeme rozvíjet do složek širšího vlnovodu. Tečná složka magnetického pole je však na kovové stěně nenulová a prozatím neznámá. V tomto případě tedy musíme rozvinout pole do složek užšího vlnovodu a sešívát jen přes oblast otvoru. Tečná složka na kovové stěně pak vyplyne z výpočtu.

Pokud nyní uplatníme podmínky na tečné složky pole na rozhraní, které zvolme v $z=0$,

vynásobíme rovnici pro elektrické pole členem $\sin \frac{qp}{a} x$ a zintegrujeme ji přes interval

$x \in (0, a)$ a dále pak vynásobíme rovnici pro magnetické pole členem $\sin \frac{qp}{a - 2\Delta} (x - \Delta)$ a

zintegrujeme ji přes interval $x \in (\Delta, a - \Delta)$, pak s uvážením že platí

$$\int_{\Delta}^{a-\Delta} \sin \frac{qp}{a - 2\Delta} (x - \Delta) \sin \frac{mp}{a - 2\Delta} (x - \Delta) dx = \Omega_{qm} = \frac{a - 2\Delta}{2} d_{qm} \quad \text{pro } m, q = 1, 2, 3, \dots, N \quad (3.1.9)$$

$$\int_{\Delta}^{a-\Delta} \sin \frac{qp}{a - 2\Delta} (x - \Delta) \sin \frac{mp}{a} x dx = \Gamma_{mq} \quad (3.1.10)$$

$$\int_0^a \sin \frac{qp}{a} x \cdot \sin \frac{mp}{a} x dx = \Phi_{qm} = \frac{a}{2} d_{qm} \quad \text{pro } m, q = 1, 2, 3, \dots, N \quad (3.1.11)$$

$$\int_{\Delta}^{a-\Delta} \sin \frac{qp}{a} x \cdot \sin \frac{mp}{a - 2\Delta} (x - \Delta) dx = \Lambda_{mq} = \Gamma_{qm} \quad (3.1.12)$$

dostaneme následující soustavu rovnic :

$$\Lambda_{1q} C_{21}^1 = -\sum_{m=1}^N m \Lambda_{mq} C_{1m}^1 + (a - 2\Delta) \frac{q}{2} C_{2q}^2 \quad (3.1.13)$$

$$a \cdot k_{z1}^1 d_{q1} C_{21}^1 = a \cdot k_{zq}^1 q C_{1q}^1 + 2 \sum_{m=1}^N k_{zm}^2 m \Gamma_{mq} C_{2m}^2 \quad (3.1.14)$$

pro $q=1,2,3,\dots,N$.

Po jejím vyřešení pak získáme konstanty C_{1m}^1, C_{2m}^2 .

Abychom ověřili správnost výpočtu, bude vhodné vyjádřit rovnici energetické bilance. Ta pro tento případ vypadá následovně

$$\left[|C_{21}^1|^2 - |C_{11}^1|^2 \right] \left(\frac{a}{a-2\Delta} \right) \frac{k_{z1}^1}{k_{z1}^2} = |C_{21}^2|^2 \quad (3.1.15)$$

Tato rovnice udává vztah mezi dopadající, odraženou a prošlou vlnou pro případ bezztrátových prostředí.

Rovnice se na první pohled liší od rovnice výkonové bilance pro s-parametry, která by pro bezztrátový obvod měla být

$$1 - |s_{11}|^2 = |s_{21}|^2 \quad (3.1.16)$$

Budeme-li volit amplitudu budící vlny rovnu 1, tedy $|C_{21}^1| = 1$, pak v rovnici (3.1.15.), přebývá

člen $\left(\frac{a}{a-2\Delta} \right) \frac{k_{z1}^1}{k_{z1}^2}$. Nejedná se ale o chybu, ale o to, že konstanty C , nejsou přímo rovny

s-parametrům. Je to způsobeno tím, že první a druhá brána našeho dvoubranu má odlišnou geometrii. V tomto případě tedy bude $|C_{21}^2| > 0$, aniž by byl porušen zákon zachování energie.

K vyřešení tohoto problému musíme tedy použít definice s-parametrů podle kapitoly č. 3.0.

Pak můžeme definovat dva ze čtyř s-parametrů takto

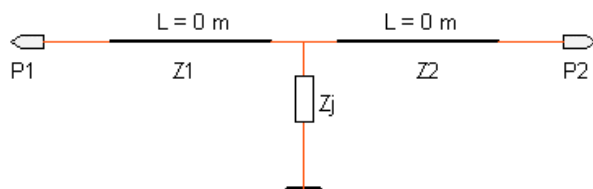
$$s_{21} = C_{21}^2 \sqrt{\frac{\operatorname{Re}\{k_{z1}^{2*}\} a - 2\Delta}{\operatorname{Re}\{k_{z1}^{1*}\} a}} \quad (3.1.17)$$

$$s_{11} = C_{11}^1 \quad (3.1.18)$$

Tím jsme získali první dva s-parametry. Pokud bychom nyní prohodili geometrie oblastí č.1 a č. 2 a k nim ekvivalentně změnily konstanty šíření a složky pole, pak naprosto stejným způsobem dostaneme i druhou dvojici s-parametrů.

Jelikož nyní známe všechny s-parametry této struktury je možné z nich sestavit náhradní obvod této diskontinuity.

Z charakteru úlohy je asi zřejmé, že náhradní obvod bude nejspíše tvořen dvěma vedeními s různými impedancemi, přičemž diskontinuita bude v jejich spojení. S-parametry takové struktury se však od skutečných s-parametrů liší tím víc, čím větší je skok mezi oběma vlnovody. Pro lepší souhlas modelových a skutečných s-parametrů je nutné paralelně k vedením připojit v místě diskontinuity ještě další impedanci. Takové náhradní schéma ukazuje obr.12.



obr. 61

Tento druh diskontinuity popisují mnozí autoři např. [1] impedancí Z_j s charakterem čisté indukčnosti. Výše uvedený postup však vede sice na induktivní charakter impedance, který ale není možné popsat pomocí čisté indukčnosti. Na tomto místě je dobré říci, že simulace provedené v Softwaru CST Microwave studio, dává stejné výsledky jako výše uvedený postup a lze tedy asi předpokládat, že námi získané výsledky jsou korektní.

Z výpočtu uvedeného v této kapitole pak pro konkrétní parametry rozšíření $\Delta = 1\text{ mm}$, vzduchová dielektrika a vlnovod R100, lze pro impedanci napsat vztah

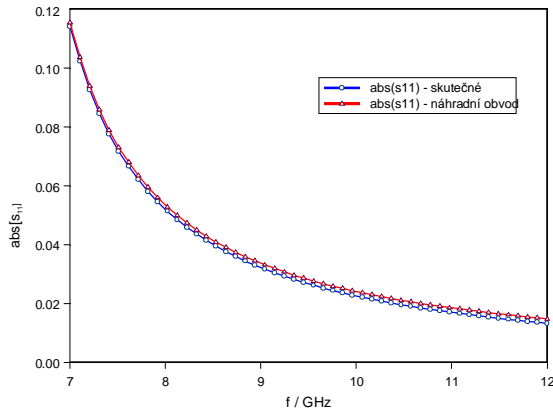
$$Z_j = j(2448.6 \cdot 10^{-9} f + 4717.6) \quad (3.1.19)$$

kde f je frekvence v hertzech.

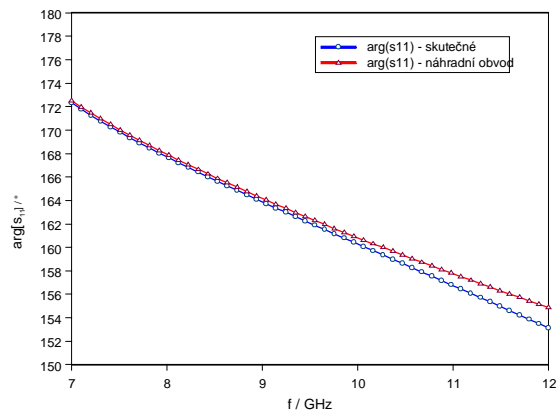
Vztah skutečně obsahuje impedanci indukčnosti, ale navíc obsahuje ještě frekvenčně nezávislou část, kterou nelze popsat klasickými součástkami se soustředěnými parametry.

Takto definovaný náhradní obvod poskytuje koeficienty odrazu s chybou fáze $dj < 1.8^\circ$ pro pásmo frekvencí $f \in (7\text{ GHz}, 12\text{ GHz})$. Ve stejném pásmu pak u nich dosahuje chyba amplitudové $damp < 0.0015$. Tyto chyby jsou vztaženy k rozptylovým parametrům vypočteným pomocí sešívání vidů.

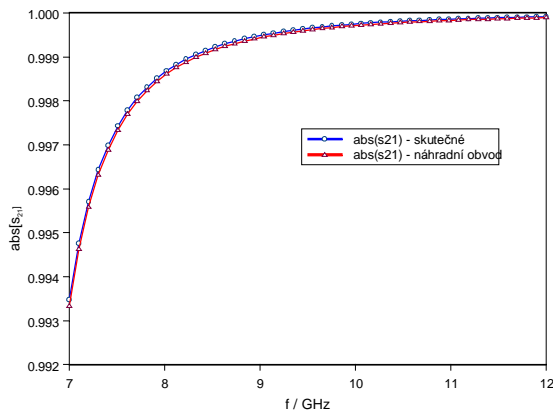
Pro stejné geometrické parametry rozšíření jsou na následujících grafech uvedeny rozptylové parametry, které poskytuje náhradní model a rozptylové parametry, které dává postup uvedený v této kapitole.



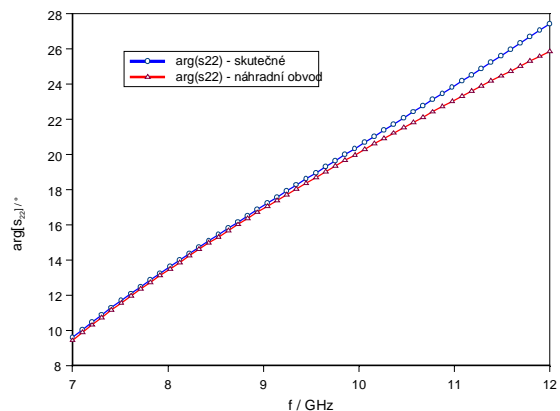
obr. 62. Frekvenční závislost absolutní hodnoty koeficientu odrazu na bráně č. 1 pro vlnovod R100 a $\Delta=1$ mm



obr. 63. Frekvenční závislost fáze koeficientu odrazu na bráně č. 1 pro vlnovod R100 a $\Delta=1$ mm

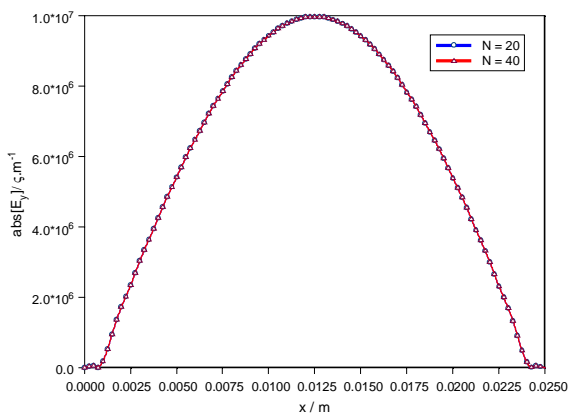


obr. 64. Frekvenční závislost absolutní hodnoty koeficientu přenosu pro vlnovod R100 a $\Delta=1$ mm

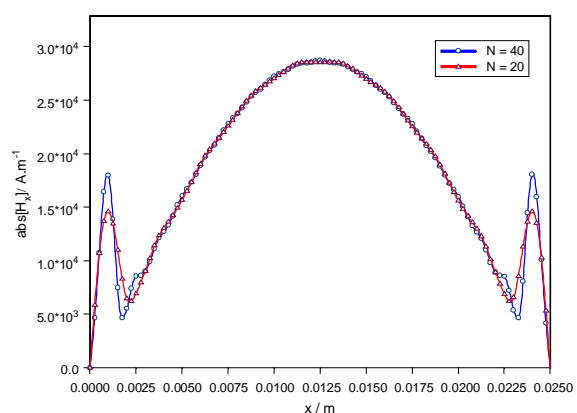


obr. 65. Frekvenční závislost fáze koeficientu odrazu na bráně č. 2 pro vlnovod R100 a $\Delta=1$ mm

Absolutní hodnoty koeficientů odrazu jsou shodné, tedy $|s_{11}| = |s_{22}|$, což je pro bezztrátový obvod nutné. Dále pak díky recipročnosti jsou shodné koeficienty přenosu, tedy $s_{12} = s_{21}$. Na závěr kapitoly jsou ještě do grafů vyneseny průběhy složek E_y, H_x širšího vlnovodu v místě diskontinuity. Složka H_z není vynesena, jelikož její konvergence je stejná jako u elektrického pole. Na obr. 66 a obr. 67 jsou vyneseny průběhy složek pole v závislosti na počtu sešitých vidů.



obr. 66. Absolutní hodnota E_y v širším vlnovodu pro různé počty sešitých vidů N, pro $f=9.5$ GHz, $z=0$ a vlnovod R100



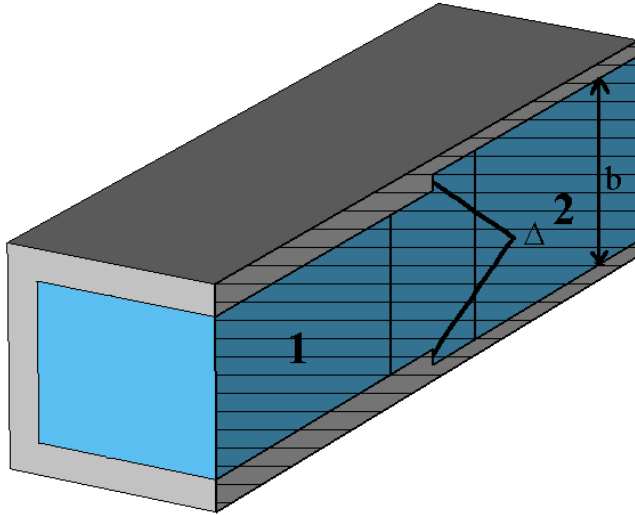
obr. 67. Absolutní hodnota H_x v širším vlnovodu pro různé počty sešitých vidů N, pro $z=0$ a vlnovod R100

U elektrického pole je z grafů vidět, že není patrný téměř žádný rozdíl mezi oběma počty použitých vidů. U magnetického pole je situace jiná, zde totiž na hraně složka magnetické intenzity diverguje k nekonečnu, což samozřejmě není možné postihnout žádným konečným počtem vidů popsaných funkcemi této kapitoly. Co je ale důležitou vlastností metody sešívání vidů je fakt, že rozptylové parametry této struktury nemají konvergenční vlastnosti stejné jako složky pole. Rozptylové parametry se při větších počtech vidů než asi $N=10$ nijak významně nemění.

Pokud bychom potřebovali znát přesně i průběh pole, bylo by nutné použít k popisu vidů ve vlnovodu jiné funkce než goniometrické, bylo by potřeba vybrat takové, které budou na kovové hraně nabývat nekonečné hodnoty, avšak dále budou splňovat okrajové podmínky, vlnovou rovnici a zároveň konečnost nahromaděné energie v okolí hrany. Vzhledem k tomu, že v tomto textu jsou podstatné pouze výsledky v podobě s-parametrů, byly zvoleny pouze základní bázové funkce.

3.2 Skoková změna výšky vlnovodu

Stejně jako v předchozí kapitole budeme zde zkoumat skokovou změnu průřezu vlnovodu. V této kapitole to bude skokové zvýšení vlnovodu. Na konci kapitoly pak porovnáme obě diskontinuity z hlediska vhodnosti pro měření. Vyšetřovaná diskontinuita je na obr. 68.



obr. 68

Opět se budeme zabývat nejprve případem, kdy vlna dominantního vidu TE_{10} dopadá na rozhraní z nižšího vlnovodu.

Diskontinuita je nezávislá na souřadnici x a pole bude mít tedy na této souřadnici stejnou závislost jako budící vid. Struktura však závisí na souřadnici y a ke splnění okrajových podmínek tedy nevystačíme s popisem pole pomocí TE vidů. Jak bylo řečeno v kapitole č.1, nelze k řešení tohoto problému použít ani samotný LSE vid, jelikož, jak lze ukázat, nedává tento postup zcela korektní výsledky. V kapitole č. 1 byl tedy pro tento případ zaveden popis pomocí vztahů (1.36) až (1.41).

V oblasti č.1 (nižší vlnovod) tedy můžeme elektromagnetické pole popsat následovně

$$E_y = -j\omega m \frac{p}{a} \sin \frac{p}{a} x C_{20}^{m1} e^{-jk_{z0}^1 z} - j\omega m \frac{p}{a} \sin \frac{p}{a} x \sum_{n=0..N} \cos \frac{np}{b-2\Delta} (y-\Delta) \left[\frac{n^2 a^2}{(b-2\Delta)^2} + 1 \right] C_{1n}^{m1} e^{jk_{zn}^1 z} \quad (3.2.1.)$$

$$E_z = -\omega m \frac{a}{b-2\Delta} \sin \frac{p}{a} x \sum_{n=0..N} \left[(k^1)^2 - (k_{zn}^1)^2 \right] \frac{n}{k_{zn}^1} \sin \frac{np}{b-2\Delta} (y-\Delta) C_{1n}^{m1} e^{jk_{zn}^1 z} \quad (3.2.2.)$$

$$H_x = jk_{z0}^1 \frac{p}{a} \sin \frac{p}{a} x C_{20}^{m1} e^{-jk_{z0}^1 z} - \frac{p}{a} \sin \frac{p}{a} x \sum_{n=0..N} jk_{zn}^1 \left[\frac{(k^1)^2 n^2 a^2}{(b-2\Delta)^2 (k_{zn}^1)^2} + 1 \right] \cos \frac{np}{b-2\Delta} (y-\Delta) C_{1n}^{m1} e^{jk_{zn}^1 z} \quad (3.2.3.)$$

$$H_y = -\cos \frac{p}{a} x \sum_{n=0..N} jk_{zn}^1 \frac{np}{b-2\Delta} \left[-\frac{(k^1)^2}{(k_{zn}^1)^2} + 1 \right] \sin \frac{np}{b-2\Delta} (y-\Delta) C_{1n}^{m1} e^{jk_{zn}^1 z} \quad (3.2.4.)$$

$$H_z = \cos \frac{p}{a} x \left(\frac{p}{a} \right)^2 C_{20}^{m1} e^{-jk_{z0}^1 z} + \cos \frac{p}{a} x \sum_{n=1..N} \left[(k^1)^2 - (k_{zn}^1)^2 \right] \cos \frac{np}{b-2\Delta} (y-\Delta) C_{1n}^{m1} e^{jk_{zn}^1 z} \quad (3.2.5.)$$

kde

$$(k_{zn}^1)^2 = (k^1)^2 - \left(\frac{p}{a} \right)^2 - \left(\frac{np}{b-2\Delta} \right)^2 \quad (3.2.6.)$$

a C_{20}^{m1} je známá amplituda budící vlny.

Stejně jako v předchozí kapitole uvažujeme vlastně místo rozšíření vlnovodu jeho zúžení, ale stejně jako v minulé kapitole lze i zde snadno úlohu pozměnit pomocí definice $b = b' + 2\Delta$, kde b' je výška úzkého vlnovodu.

V oblasti č. 2 (vyšší vlnovod) je pak pole popsáno vztahy

$$E_y = -jwm \frac{p}{a} \sin \frac{p}{a} x \sum_{n=0..N} \cos \frac{np}{b} y \left[\frac{n^2 a^2}{b^2} + 1 \right] C_{2n}^{m2} e^{-jk_{zn}^2 z} \quad (3.2.7.)$$

$$E_z = wm \frac{a}{b} \sin \frac{p}{a} x \sum_{n=0..N} \left[(k^2)^2 - (k_{zn}^2)^2 \right] \frac{n}{k_{zn}^2} \sin \frac{np}{b} y C_{2n}^{m2} e^{-jk_{zn}^2 z} \quad (3.2.8.)$$

$$H_x = \frac{p}{a} \sin \frac{p}{a} x \sum_{n=0..N} jk_{zn}^2 \left[\frac{(k^2)^2 n^2 a^2}{b^2 (k_{zn}^2)^2} + 1 \right] \cos \frac{np}{b} y C_{2n}^{m2} e^{-jk_{zn}^2 z} \quad (3.2.9.)$$

$$H_y = \cos \frac{p}{a} x \sum_{n=0..N} jk_{zn}^2 \frac{np}{b} \left[-\frac{(k^2)^2}{(k_{zn}^2)^2} + 1 \right] \sin \frac{np}{b} y C_{2n}^{m2} e^{-jk_{zn}^2 z} \quad (3.2.10.)$$

$$H_z = \cos \frac{p}{a} x \sum_{n=1..N} \left[(k^2)^2 - (k_{zn}^2)^2 \right] \cos \frac{np}{b} y C_{2n}^{m2} e^{-jk_{zn}^2 z} \quad (3.2.11.)$$

kde

$$(k_{zn}^2)^2 = (k^2)^2 - \left(\frac{p}{a} \right)^2 - \left(\frac{np}{b} \right)^2 \quad (3.2.12.)$$

Diskontinuitu opět uvažujeme v bodě $z=0$.

Pro porovnání tečných složek na rozhraní je zde možné použít stejné závěry, jaké byly uvedeny v kapitole č. 2.4.2. V té bylo řečeno, že pro jednoznačnost řešení stačí uplatňovat tyto podmínky pouze na složky E_y, H_x .

Po porovnání těchto tečných složek a vynásobení první rovnice členem $\cos \frac{qp}{b} y$ a druhé

rovnice členem $\sin \frac{qp}{b} y$, integrací všech rovnic podle y v mezích $0..b$ a s uvážením, že platí

$$\int_0^b \cos \frac{qp}{b} y \cdot \cos \frac{np}{b} y dy = \Omega_{qn} = \frac{b}{2} (d_{qn} + d_{q0} d_{n0}) \text{ pro všechna } n, q \quad (3.2.13.)$$

$$\int_{\Delta}^{b-\Delta} \cos \frac{qp}{b} y \cdot \cos \frac{np}{b-2\Delta} (y-\Delta) dy = \Gamma_{nq} \quad (3.2.14.)$$

$$\int_{\Delta}^{b-\Delta} \cos \frac{qp}{b-2\Delta} (y-\Delta) \cdot \cos \frac{np}{b-2\Delta} (y-\Delta) dy = \Phi_{qn} = \frac{b-2\Delta}{2} (d_{qn} + d_{q0} d_{n0}) \text{ pro všechna } n, q \quad (3.2.15.)$$

$$\int_{\Delta}^{b-\Delta} \cos \frac{qp}{b-2\Delta} (y-\Delta) \cos \frac{np}{b} y dy = \Lambda_{nq} = \Gamma_{qn} \quad (3.2.16.)$$

dostaneme tuto soustavu rovnic

$$C_{20}^{m1} \Gamma_{0q} + \sum_{n=0..N} \Gamma_{nq} \left[\frac{n^2 a^2}{(b-2\Delta)^2} + 1 \right] C_{1n}^{m1} = \frac{b}{2} (1 + d_{q0}) \left[\frac{q^2 a^2}{b^2} + 1 \right] C_{2q}^{m2} \quad (3.2.17.)$$

$$k_{z0}^1 C_{20}^{m1} (b-2\Delta) d_{q0} - k_{zq}^1 \left[\frac{(k^1)^2 q^2 a^2}{(b-2\Delta)^2 (k_{zq}^1)^2} + 1 \right] \frac{b-2\Delta}{2} (1 + d_{q0}) C_{1q}^{m1} = \sum_{n=0..N} k_{zn}^2 \left[\frac{(k^2)^2 n^2 a^2}{b^2 (k_{zn}^2)^2} + 1 \right] \Lambda_{nq} C_{2n}^{m2} \quad (3.2.18.)$$

Po jejím vyřešení pak získáme jednotlivé konstanty C .

Pro ověření výpočtu je dobré vyzkoušet splnění zachování energie. To je v tomto případě představováno rovnicí

$$|C_{20}^{m1}|^2 - |C_{10}^{m1}|^2 = \frac{(b-2\Delta)}{b} e^{2(\text{Im}[k_{z0}^2] - \text{Im}[k_{z0}^1])z} \frac{\text{Re}[k_{z0}^{2*}]}{\text{Re}[k_{z0}^{1*}]} |C_{20}^{m2}|^2 \quad (3.2.19.)$$

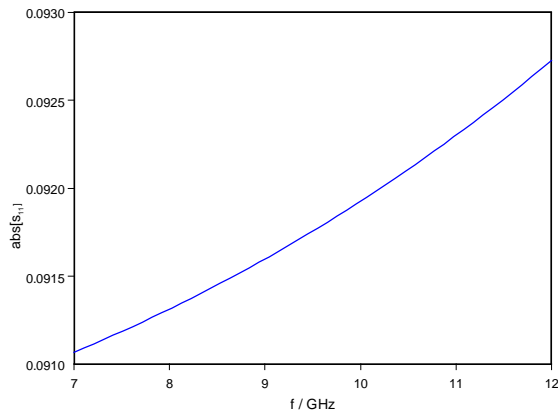
Z této rovnice je opět vidět, že s-parametry je nutné opět počítat podle kapitoly č. 3.0. Pro ně pak můžeme po uvážení, že použijeme $C_{20}^{m1} = 1$ psát

$$s_{21} = C_{20}^{m2} \sqrt{\frac{b \text{Re}\{k_{z0}^{1*}\}}{(b-2\Delta) \text{Re}\{k_{z0}^{2*}\}}} \quad (3.2.20.)$$

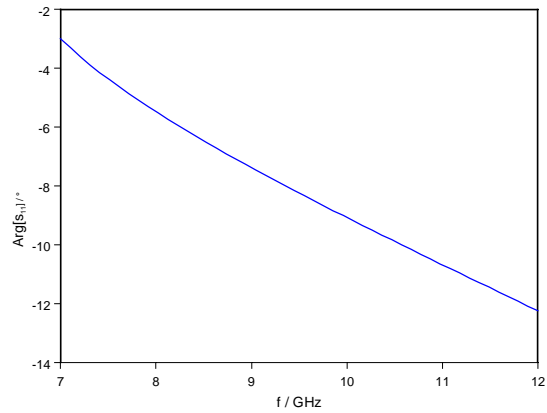
$$s_{11} = C_{11}^1 \quad (3.2.21.)$$

Vynesme nyní do grafu frekvenční závislost amplitudy a fáze vstupního koeficientu odrazu opět pro $\Delta = 1 \text{ mm}$ a standardní vlnovod R100, stejně jako tomu bylo v minulé kapitole.

Tyto grafy jsou na obr. 69 a obr. 70.



obr. 69. Frekvenční závislost absolutní hodnoty koeficientu odrazu na bráně č. 1 pro vlnovod R100 a $\Delta=1$ mm



obr. 70. Frekvenční závislost fáze koeficientu odrazu na bráně č. 1 pro vlnovod R100 a $\Delta=1$ mm

Z porovnání průběhů z obr. 69 a obr. 70 s průběhem z minulé kapitoly je patrné, že nyní je koeficient odrazu téměř frekvenčně nezávislý. Avšak je také vidět, že je také prakticky v celém pásmu vyšší než tomu bylo v předchozí kapitole.

Vzhledem k výrobním tolerancím takového přechodu však nelze zaručit, že vyrobený přechod bude přesně splňovat rozměrové požadavky kladené v tomto výpočtu a tedy odstranění jeho vlivu z měřených dat nebude zcela přesné. V takovém případě bude tedy lepší k měření použít přechodu z předchozí kapitoly, jelikož ten v globálním měřítku ovlivní naměřené rozptylové parametry méně než by tomu bylo u přechodu se skokovou změnou výšky.

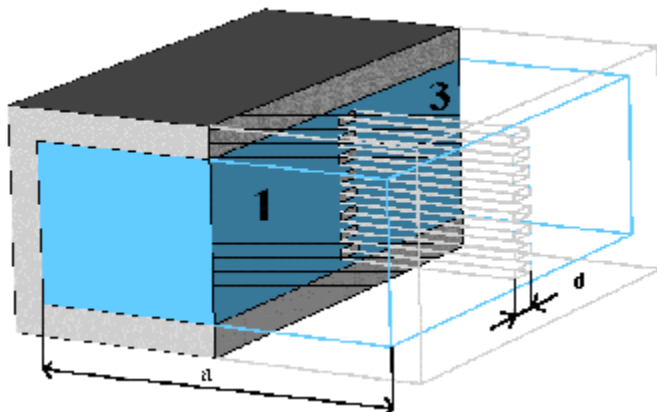
Dále tedy vlastnosti tohoto přechodu nebudeme podrobněji analyzovat. Na závěr snad jen poznamenejme, že druhá sada rozptylových parametrů může být získána stejně jako v předchozí kapitole pouhou záměnou oblastí a změnou jejich konstant šíření.

Náhradní obvod u tohoto druhu přechodu je velmi podobný jako u přechodu se skokovou změnou šířky, pouze impedance Z_j má nyní kapacitní charakter.

3.3. Mříž umístěná kolmo na osu vlnovodu

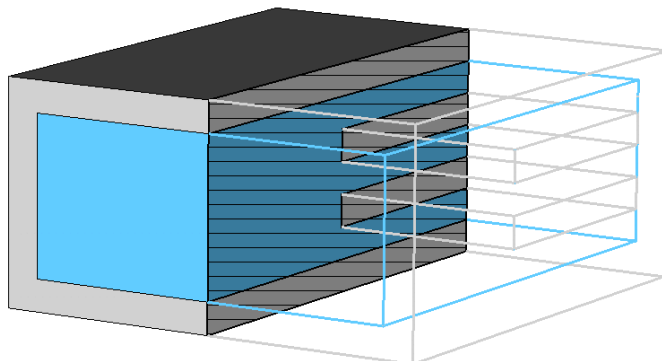
V této kapitole bude pojednáno o kovové diskontinuitě použitelné k polarizaci ferroelektrika při měřicím uspořádání podle kapitoly č. 2.2.

Schématické znázornění této diskontinuity je na obr. 71



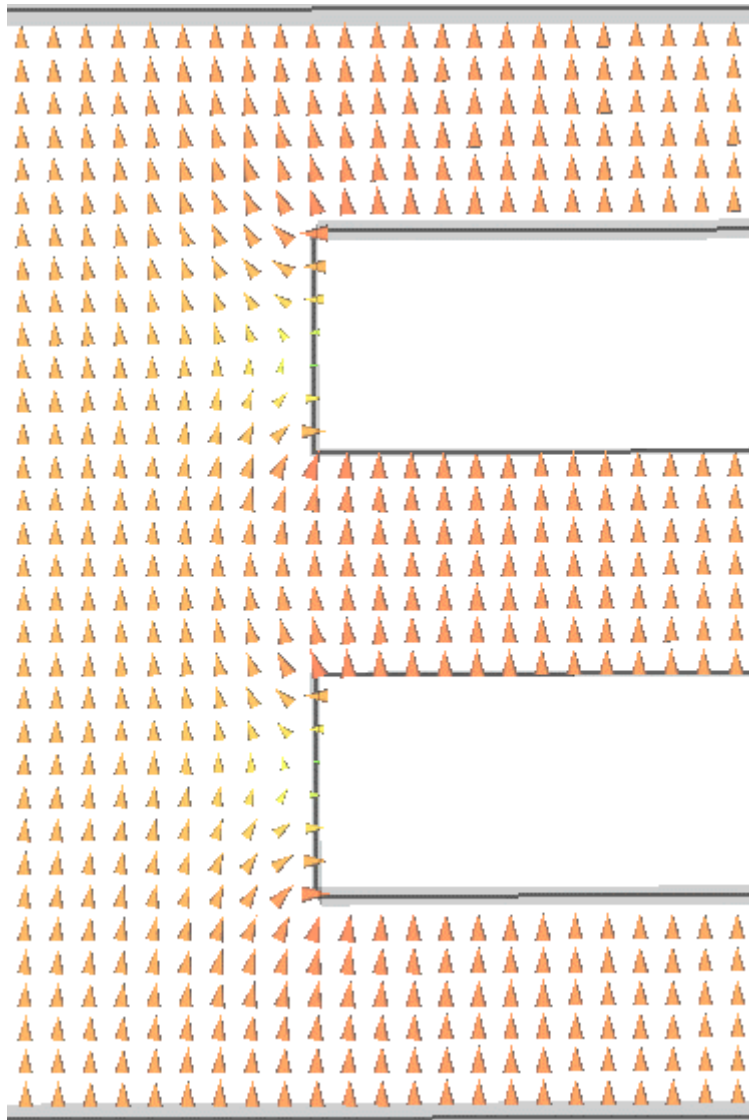
obr. 71

Abychom nejprve získali lepší představu o tvaru elektromagnetického pole, na takové diskontinuitě bude účelné nejprve prozkoumat, jak vypadá elektromagnetické pole v okolí tří štěrbin, jež jsou schématicky znázorněny na obr. 72



obr. 72

Elektromagnetické pole vybuzeané v této struktuře dominantním videm TE_{10} , bylo simulováno softwarem Microwave Studio 4.2. Následně je pak na obr. 73 ukázáno rozložení vektoru elektrické intenzity v blízkém okolí hran vodičů tvořících štěrbinu.



obr. 73

Z obr. 73, jsou patrná dvě fakta. Zaprvé je vidět, že vektorové uspořádání elektrického pole u štěrbin, která je z obou stran tvořena hranou vodiče mříže, se liší od vektorového uspořádání elektrického pole v okolí štěrbin, která je z jedné strany tvořena stěnou vlnovodu. Tato skutečnost vyplývá z okrajových podmínek na složky elektrického pole na rozhraní s ideálním vodičem. Zatímco normálové složky jsou na tomto rozhraní, nenulové, tečné složky se musí rovnat nule. Zavedeme-li souřadný systém tak, že osa y směřuje odzdoła nahoru a osa z směřuje zleva doprava, pak na horní i dolní stěně musí být nulová složka elektrického pole E_z , zatímco složka E_y je zde maximální. Na čele kovu mříže je tomu naopak.

Pro snadnější řešení problému z obr. 71, dále uvažujme, že žádná štěrbina nehraničí s okrajem vlnovodu. Takový požadavek sice neodpovídá reálné situaci polarizační mříže, jelikož ta nesmí být se stěnou vlnovodu zkratována, avšak při velkém počtu štěrbin lze předpokládat, že se tato úprava projeví na rozptylových parametrech struktury jen nepatrně.

Dalším podstatným faktem viditelným z obr. 73 je, že vektorové uspořádání elektrického pole v oblasti uvnitř štěrbin je velmi podobné uspořádání dominantního vidu, který strukturu budí. A je tedy zřejmé, že v oblasti štěrbin bude velmi dobrou aproximací i použití jen jediného vidu. Pro získání přesnějších výsledků bude sice nutné použít vidů více, avšak bude jich postačovat podstatně méně, než je tomu v oblastech před a za mříží.

Pokusme se nyní o řešení problému podle obr. 71, s obecným počtem štěrbin.

Jelikož diskontinuita v podobě mříže závisí na souřadnici y , avšak nezávisí na souřadnici x , je k jejímu řešení možné použít stejného popisu pole jako pro řešení skokové změny výšky vlnovodu. K popisu elektromagnetického pole lze tedy použít vztahy (1.36) až (1.41).

V oblasti č. 1 tedy předpokládejme elektromagnetické pole ve tvaru

$$E_y = -j\omega m \frac{p}{a} \sin \frac{p}{a} x C_{20}^{m1} e^{-jk_{z0}^1 z} - j\omega m \frac{p}{a} \sin \frac{p}{a} x \sum_{n=0..N} \cos \frac{np}{b} y \left[\frac{n^2 a^2}{b^2} + 1 \right] C_{1n}^{m1} e^{jk_{zn}^1 z} \quad (3.3.1.)$$

$$E_z = -\omega m \frac{a}{b} \sin \frac{p}{a} x \sum_{n=0..N} \left[(k^1)^2 - (k_{zn}^1)^2 \right] \frac{n}{k_{zn}^1} \sin \frac{np}{b} y C_{1n}^{m1} e^{jk_{zn}^1 z} \quad (3.3.2.)$$

$$H_x = jk_{z0}^1 \frac{p}{a} \sin \frac{p}{a} x C_{20}^{m1} e^{-jk_{z0}^1 z} - \frac{p}{a} \sin \frac{p}{a} x \sum_{n=0..N} jk_{zn}^1 \left[\frac{(k^1)^2 n^2 a^2}{b^2 (k_{zn}^1)^2} + 1 \right] \cos \frac{np}{b} y C_{1n}^{m1} e^{jk_{zn}^1 z} \quad (3.3.3.)$$

$$H_y = -\cos \frac{p}{a} x \sum_{n=0..N} jk_{zn}^1 \frac{np}{b} \left[-\frac{(k^1)^2}{(k_{zn}^1)^2} + 1 \right] \sin \frac{np}{b} y C_{1n}^{m1} e^{jk_{zn}^1 z} \quad (3.3.4.)$$

$$H_z = \cos \frac{p}{a} x \left[(k^1)^2 - (k_{z0}^1)^2 \right] C_{20}^{m1} e^{-jk_{z0}^1 z} + \cos \frac{p}{a} x \sum_{n=0..N} \left[(k^1)^2 - (k_{zn}^1)^2 \right] \cos \frac{np}{b} y C_{1n}^{m1} e^{jk_{zn}^1 z} \quad (3.3.5.)$$

kde

$$(k^1)^2 = \left(\frac{p}{a} \right)^2 + \left(\frac{np}{b} \right)^2 + (k_{zn}^1)^2 \quad (3.3.6.)$$

a C_{20}^{m1} je známá amplituda budící vlny.

Nyní uvažme, že počet štěrbin je větší. Pak lze z výsledků simulací zjistit, že rozložení elektromagnetického pole v jednotlivých štěrbinách je téměř totožné. Pro snížení nároků na výpočet tedy uvažujme, že amplitudy jednotlivých vidů se mezi štěrbinami neliší. Takový předpoklad bude tím lépe odpovídat reálné situaci, čím bude počet štěrbin vyšší, avšak již pro počet 8 štěrbin je předpoklad neměnných amplitud vidů velmi dobře splněn.

Předpokládejme dále, že spodní hrana i -té štěrbiny bude mít souřadnici y_i , a že výška všech štěrbin bude stejná a rovna h .

Elektromagnetické pole uvnitř i-té štěrbiny lze tedy předpokládat ve tvaru

$$E_y = -jwm \frac{p}{a} \sin \frac{p}{a} x \sum_{n=0..P} \cos \frac{np}{h} (y - y_i) \left[\frac{n^2 a^2}{h^2} + 1 \right] \left(C_{1n}^{m2} e^{jk_{zn}^2 z} + C_{2n}^{m2} e^{-jk_{zn}^2 z} \right) \quad (3.3.7.)$$

$$E_z = -wm \frac{a}{h} \sin \frac{p}{a} x \sum_{n=0..P} \left[(k^2)^2 - (k_{zn}^2)^2 \right] \frac{n}{k_{zn}^2} \sin \frac{np}{h} (y - y_i) \left(C_{1n}^{m2} e^{jk_{zn}^2 z} - C_{2n}^{m2} e^{-jk_{zn}^2 z} \right) \quad (3.3.8.)$$

$$H_x = -\frac{p}{a} \sin \frac{p}{a} x \sum_{n=0..P} jk_{zn}^2 \left[\frac{(k^2)^2 n^2 a^2}{h^2 (k_{zn}^2)^2} + 1 \right] \cos \frac{np}{h} (y - y_i) \left(C_{1n}^{m2} e^{jk_{zn}^2 z} - C_{2n}^{m2} e^{-jk_{zn}^2 z} \right) \quad (3.3.9.)$$

$$H_y = -\cos \frac{p}{a} x \sum_{n=0..P} jk_{zn}^2 \frac{np}{h} \left[-\frac{(k^2)^2}{(k_{zn}^2)^2} + 1 \right] \sin \frac{np}{h} (y - y_i) \left(C_{1n}^{m2} e^{jk_{zn}^2 z} - C_{2n}^{m2} e^{-jk_{zn}^2 z} \right) \quad (3.3.10.)$$

$$H_z = \cos \frac{p}{a} x \sum_{n=1..P} \left[(k^2)^2 - (k_{zn}^2)^2 \right] \cos \frac{np}{h} (y - y_i) \left(C_{1n}^{m2} e^{jk_{zn}^2 z} + C_{2n}^{m2} e^{-jk_{zn}^2 z} \right) \quad (3.3.11.)$$

kde

$$(k_{zn}^2)^2 = (k^2)^2 - \left(\frac{p}{a} \right)^2 - \left(\frac{np}{h} \right)^2 \quad (3.3.12.)$$

Ze zápisu (3.3.7.) až (3.3.11.) je vidět, že v oblasti štěrbin používáme jiný počet vidů P , než ve vztazích popisujících elektromagnetické pole v oblasti č. 1.

Dále je patrné, že konstanty C_{1n}^{m2} , C_{2n}^{m2} jsou nezávislé na tom, v jaké štěrbině pole popisujeme.

To vyjadřuje náš předpoklad stejného rozložení pole ve všech štěrbinách.

V oblasti č. 3 můžeme pak zcela analogicky jako v oblasti č. 1 popsat pole vztahy

$$E_y = -jwm \frac{p}{a} \sin \frac{p}{a} x \sum_{n=0..N} \cos \frac{np}{b} y \left[\frac{n^2 a^2}{b^2} + 1 \right] C_{2n}^{m3} e^{-jk_{zn}^3 (z-d)} \quad (3.3.13.)$$

$$E_z = wm \frac{a}{b} \sin \frac{p}{a} x \sum_{n=0..N} \left[(k^3)^2 - (k_{zn}^3)^2 \right] \frac{n}{k_{zn}^3} \sin \frac{np}{b} y C_{2n}^{m3} e^{-jk_{zn}^3 (z-d)} \quad (3.3.14.)$$

$$H_x = \frac{p}{a} \sin \frac{p}{a} x \sum_{n=0..N} jk_{zn}^3 \left[\frac{(k^3)^2 n^2 a^2}{b^2 (k_{zn}^3)^2} + 1 \right] \cos \frac{np}{b} y C_{2n}^{m3} e^{-jk_{zn}^3 (z-d)} \quad (3.3.15.)$$

$$H_y = \cos \frac{p}{a} x \sum_{n=0..N} jk_{zn}^3 \frac{np}{b} \left[-\frac{(k^3)^2}{(k_{zn}^3)^2} + 1 \right] \sin \frac{np}{b} y C_{2n}^{m3} e^{-jk_{zn}^3 (z-d)} \quad (3.3.16.)$$

$$H_z = \cos \frac{p}{a} x \sum_{n=1..N} \left[(k^3)^2 - (k_{zn}^3)^2 \right] \cos \frac{np}{b} y C_{2n}^{m3} e^{-jk_{zn}^3 (z-d)} \quad (3.3.17.)$$

kde

$$(k_{zn}^3)^2 = (k^3)^2 - \left(\frac{p}{a}\right)^2 - \left(\frac{np}{b}\right)^2 \quad (3.3.18.)$$

Pro získání řešení je nyní nutné porovnat tečné složky pole na dvou čelech mříže. První čelo zvolme pro jednoduchost v bodě $z=0$ a druhé volme v $z=d$, kde d je tloušťka mříže.

Pro výběr tečných složek, které je potřebné na rozhraní porovnat platí stejné závěry jako v kapitole č. 3.2. a budeme tedy porovnávat pouze složky E_y, H_x .

Nyní ovšem vyvstává zcela nová situace, která doposud během této práce nebyla diskutována. Zde máme oblast štěrbin tvořenou mnoha oblastmi, z nichž některé jsou kovové. Podobná situace sice byla diskutována v kapitole č. 2.4.2. při řešení desky ležící na dně vlnovodu. Zde je však potíž s tím, že pole popsané vztahy (3.3.7.) až (3.3.11.) je definováno pouze v oblasti každé štěrbině a nikde jinde. Neznáme tedy celkový popis pole této oblasti. K úspěšnému řešení je v tomto případě nutné postupovat takto:

složku elektrického pole v oblasti štěrbin popíšeme jedinou, po částech spojitou funkcí tak, že v místě kovu ji definujeme nulovou hodnotou. Při porovnání složek E_y z oblasti č. 1 a oblasti štěrbin v místě $z=0$, pak po úpravě získáme rovnici

$$C_{20}^m + \sum_{n=0..N} \cos \frac{np}{b} y \left[\frac{n^2 a^2}{b^2} + 1 \right] C_{1n}^m = \begin{cases} \sum_{n=0..P} \cos \frac{np}{h} (y - y_a) \left[\frac{n^2 a^2}{h^2} + 1 \right] (C_{1n}^{m2} + C_{2n}^{m2}) & \text{pro sterbinu } a \\ \sum_{n=0..P} \cos \frac{np}{h} (y - y_b) \left[\frac{n^2 a^2}{h^2} + 1 \right] (C_{1n}^{m2} + C_{2n}^{m2}) & \text{pro sterbinu } b \\ 0 & \text{jinak} \end{cases} \quad (3.3.19.)$$

přičemž tato rovnice platí všude v oblasti průřezu budícího vlnovodu.

Naprostu analogicky pak získáme rovnici porovnávací složky E_y z oblasti štěrbin a složky z oblasti č. 3, jejichž rozhraní se nachází v $z=d$. Tato rovnice má tvar

$$\sum_{n=0..N} \cos \frac{np}{b} y \left[\frac{n^2 a^2}{b^2} + 1 \right] C_{2n}^{m3} = \begin{cases} \sum_{n=0..P} \cos \frac{np}{h} (y - y_a) \left[\frac{n^2 a^2}{h^2} + 1 \right] (C_{1n}^{m2} e^{jk_z^2 d} + C_{2n}^{m2} e^{-jk_z^2 d}) & \text{pro sterbinu } a \\ \sum_{n=0..P} \cos \frac{np}{h} (y - y_b) \left[\frac{n^2 a^2}{h^2} + 1 \right] (C_{1n}^{m2} e^{jk_z^2 d} + C_{2n}^{m2} e^{-jk_z^2 d}) & \text{pro sterbinu } b \\ 0 & \end{cases} \quad (3.3.20.)$$

Obě rovnice (3.3.19.) a (3.3.20.) jsou definovány pro $y \in \langle 0, b \rangle$. Elektrické pole v oblasti štěrbin tedy můžeme rozvinout do složek oblasti č. 1 nebo č. 3. Vynásobme tedy rovnice

(3.3.19.) a (3.3.20.) členem $\cos \frac{qp}{b} y$ a rovnice integrujme přes interval $y \in \langle 0, b \rangle$.

Pokud uvážíme, že platí

$$\int_0^b \cos \frac{qp}{b} y \cdot \cos \frac{np}{b} y dy = \frac{b}{2} (d_{qn} + d_{q0} d_{n0}) \text{ pro všechna } n, q \quad (3.3.21.)$$

$$\int_{y_i}^{y_i+h} \cos \frac{qp}{b} y \cdot \cos \frac{np}{h} (y - y_i) dy = \Gamma_{nq} (y_i) \quad (3.3.22.)$$

pak po úpravách dostaneme

$$C_{20}^m b d_{q0} + \frac{b}{2} (1 + d_{q0}) \left[\frac{q^2 a^2}{b^2} + 1 \right] C_{1q}^m = \sum_{n=0}^N \left[\frac{n^2 a^2}{h^2} + 1 \right] (C_{1n}^{m2} + C_{2n}^{m2}) \sum_{s=1}^S \Gamma_{nq} (y_s) \quad (3.3.23.)$$

$$\frac{b}{2} (1 + d_{q0}) \left[\frac{q^2 a^2}{b^2} + 1 \right] C_{2q}^{m3} = \sum_{n=0}^N \left[\frac{n^2 a^2}{h^2} + 1 \right] (C_{1n}^{m2} e^{jk_{zn}^2 d} + C_{2n}^{m2} e^{-jk_{zn}^2 d}) \sum_{s=1}^S \Gamma_{nq} (y_s) \quad (3.3.24.)$$

kde sumace přes proměnnou s probíhá přes jednotlivé štěrbiny a $q=0..N$.

Tím jsme získali $2(N+1)$. Pro získání celkového řešení již nyní zbývá jen $2(P+1)$

neznámých. Pro ně potřebné rovnice získáme porovnáním složek magnetického pole H_x na obou rozhraních.

Jelikož však popis elektromagnetického pole v i -té štěrbině je platný pouze v intervalu

$y \in \langle y_i, y_i + h \rangle$, musíme nyní rozvíjet složky pole prázdného vlnovodu do složek pole ve

štěrbině. Porovnáme-li tedy složky H_x z obou prázdných vlnovodů a složku pole v i -té

štěrbině v místě $z=0$ a $z=d$, pak obdržíme následující dvě rovnice

$$k_{z0}^1 C_{20}^{m1} - \sum_{n=0..N} k_{zn}^1 \left[\frac{(k^1)^2 n^2 a^2}{b^2 (k_{zn}^1)^2} + 1 \right] \cos \frac{np}{b} y C_{1n}^{m1} = - \sum_{n=0..P} k_{zn}^2 \left[\frac{(k^2)^2 n^2 a^2}{h^2 (k_{zn}^2)^2} + 1 \right] \cos \frac{np}{h} (y - y_i) (C_{1n}^{m2} - C_{2n}^{m2}) \quad (3.3.25.)$$

$$\sum_{n=0..N} k_{zn}^3 \left[\frac{(k^3)^2 n^2 a^2}{b^2 (k_{zn}^3)^2} + 1 \right] \cos \frac{np}{b} y C_{2n}^{m3} = - \sum_{n=0..P} k_{zn}^2 \left[\frac{(k^2)^2 n^2 a^2}{h^2 (k_{zn}^2)^2} + 1 \right] \cos \frac{np}{h} (y - y_i) (C_{1n}^{m2} e^{jk_{zn}^2 d} - C_{2n}^{m2} e^{-jk_{zn}^2 d}) \quad (3.3.26.)$$

Tyto rovnice však platí na intervalu $y \in \langle y_i, y_i + h \rangle$.

Musíme je tedy vynásobit funkcí $\cos \frac{qp}{h} (y - y_i)$ a integrovat přes interval $y \in \langle y_i, y_i + h \rangle$,

kde $q=0..P$.

Nyní je však třeba si uvědomit, že již samotné rovnice (3.3.25.) a (3.3.26.) představují

$2(P+1)$ rovnic. Pokud bychom tedy porovnali tečné složky magnetického pole ve všech

S štěrbinách, dostali bychom $2S(P+1)$. Tolik rovnic bychom však potřebovali v případě, že

bychom předpokládali v každé štěrbině jiné rozložení elektromagnetického pole. Jelikož však

předpokládáme stejné rozložení elektromagnetického pole v každé štěrbině, vedl by takový

postup na singulární soustavu rovnic. Postupujme tedy tak, že rovnice analogické rovnicím

(3.3.25.) a (3.3.26.) napíšeme pro každou štěrbinu a následně pak rovnice sečteme. Tím získáme dvě rovnice, které ve smyslu aritmetického průměru zohledňují všechny šterbiny.

Pokud uvážíme, že platí

$$\int_{y_i}^{y_i+h} \cos \frac{qp}{h} (y - y_i) \cdot \cos \frac{np}{h} (y - y_i) dy = \frac{h}{2} (d_{qn} + d_{q0} d_{n0}) \text{ pro všechna } n, q \quad (3.3.27.)$$

$$\int_{y_i}^{y_i+h} \cos \frac{qp}{h} (y - y_i) \cdot \cos \frac{np}{b} y dy = \Lambda_{nq} (y_i) = \Gamma_{qn} (y_i) \quad (3.3.28.)$$

dostaneme po násobení rovnic členem $\cos \frac{qp}{h} (y - y_i)$ a po provedení integrace následující

dvě rovnice

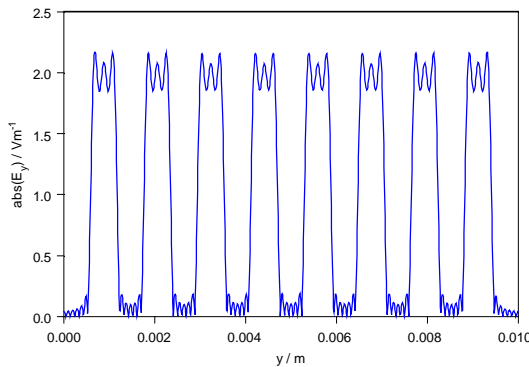
$$k_{z0}^1 C_{20}^{m1} \frac{1}{S} \sum_{s=1}^S \Lambda_{0q} (y_s) - \sum_{n=0..N} k_{zn}^1 \left[\frac{(k^1)^2 n^2 a^2}{b^2 (k_{zn}^1)^2} + 1 \right] C_{1n}^{m1} \frac{1}{S} \sum_{s=1}^S \Lambda_{nq} (y_s) = -k_{zq}^2 \left[\frac{(k^2)^2 q^2 a^2}{h^2 (k_{zq}^2)^2} + 1 \right] \frac{d}{2} (1 + d_{q0}) (C_{1q}^{m2} - C_{2q}^{m2}) \quad (3.3.29.)$$

$$\sum_{n=0..N} k_{zn}^3 \left[\frac{(k^3)^2 n^2 a^2}{b^2 (k_{zn}^3)^2} + 1 \right] C_{2n}^{m3} \frac{1}{S} \sum_{s=1}^S \Lambda_{nq} (y_s) = -k_{zq}^2 \left[\frac{(k^2)^2 q^2 a^2}{h^2 (k_{zq}^2)^2} + 1 \right] \frac{d}{2} (1 + d_{q0}) (C_{1q}^{m2} e^{jk_{zq}^2 d} - C_{2q}^{m2} e^{-jk_{zq}^2 d}) \quad (3.3.30.)$$

kde $q = 0..P$.

Ukažme nyní některé konkrétní výsledky výše uvedeného postupu. Na obr. 74 je zobrazena

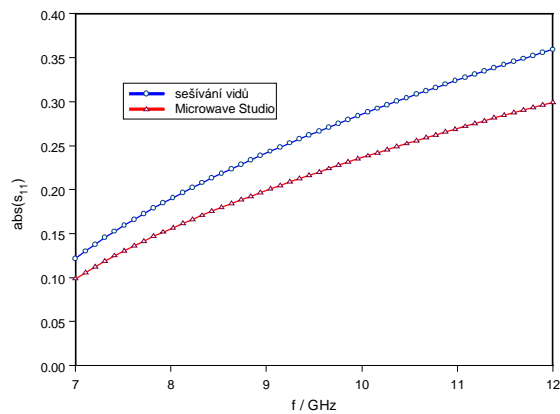
absolutní hodnota funkce $E_y \left(x = \frac{a}{2}, y, z = 0 \right)$ prvního vlnovodu v závislosti na ose y .



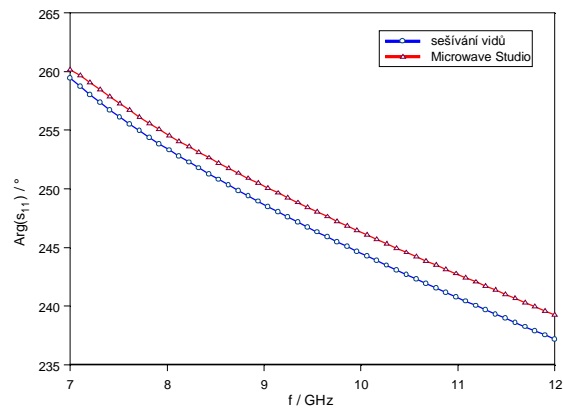
obr. 74. Absolutní hodnota složky pole E_y v závislosti na souřadnici y pro $x = a/2, z=0, f = 9.45$ GHz, budící pole se složkou $E_y = 1 \text{ Vm}^{-1}$, osmi šterbinami, a počtem sešíváných vidů $N = 100$ a $P=2$

Graf je vynesena pro uvažovaný počet vidů $N=100$ a $P=2$. Velký rozdíl mezi počtem vidů použitým uvnitř šterbiny a v oblastech č. 1 a č. 3 je dán tím, že složka pole v oblasti č. 1 a č. 3 musí splnit podmínku nulovosti na periodicky se opakujícím kovu mříže, kdežto na složky elektrického pole uvnitř šterbin takové podmínky kladeny nejsou. Tato skutečnost byla již zmíněna na začátku kapitoly.

Na obr. 75 a obr. 76 jsou pak vyneseny frekvenční průběhy amplitudy a fáze rozptylového parametru s_{11} v referenční rovině $z=0$ pro $d = 2\text{ mm}$, vypočítané jednak pomocí postupu uvedeného v této kapitole a jednak vypočítané pomocí softwaru Microwave Studio.



obr. 75. Absolutní hodnota s_{11} v závislosti frekvenci, pro osm štěrbín, počet sešívávaných vidů $N = 100$, $P = 2$ a $d = 2\text{ mm}$



obr. 76. Fáze s_{11} v závislosti frekvenci, pro osm štěrbín, počet sešívávaných vidů $N = 100$, $P = 2$ a $d = 2\text{ mm}$

Lze snadno ukázat, že uvedené rozptylové parametry téměř nezávisí na počtu vidů v oblasti štěrbín. I s uvážením pouze dominantního vidu v oblasti štěrbín jsou výsledky prakticky totožné.

Tato vlastnost však platí pouze pro větší tloušťky mříže. Čím bude mříž tenčí, tím větší počet vidů P bude nutný pro získání korektních výsledků. Je to způsobeno tím, že ztenčováním mříže se z kovu mříže stává ostrá hrana, na níž musí složky pole pro $d \rightarrow 0$ divergovat. Správná volba počtu vidů v oblasti štěrbín je však důležitá také pro praktický výpočet soustavy rovnic (3.3.25.), (3.3.26.), (3.3.29.) a (3.3.30.). V soustavě totiž vystupují členy $e^{jk_{zn}^2 d}$. Jelikož pro nešířící se vidy je konstanta k_{zn}^2 ryze imaginární, se zápornou imaginární částí může i při tloušťce mříže řádu milimetrů nabývat člen $e^{jk_{zn}^2 d}$ obrovských hodnot, které znemožní numerický výpočet. Velikost tohoto členu tedy může být vodítkem pro počet vidů P , který má být použit.

Z grafů je patrný jistý rozdíl mezi výpočtem provedeným v simulátoru pole a metodou sešívání vidů. Skutečnou přesnost námi uvedeného výpočtu však potvrdí až měření na reálné struktuře mříže.

Lze očekávat, že postup uvedený v této kapitole, bude tím přesnější, čím bude vyšší počet štěrbín. V případě velkého počtu štěrbín však nastává následující výpočetní problém.

Pokud se podíváme na obr. 74, je ihned patrné, že vynesenu křivku lze velmi dobře popsat pomocí periodické funkce se základní periodou $T = 2h$. Ovšem vztahy, které popisují elektromagnetické pole v oblasti č. 1 a č. 3 jsou funkce periodické s periodou $T = 2b$. Při předpokladu periodicity elektromagnetického pole v okolí mříže s periodou $T = 2h$, se při

výpočtu bude uplatňovat pouze každá $\left[\frac{b}{h} \right]$ harmonická frekvence. Uvážíme-li reálný případ vlnovodu R100, ve kterém bude mříž s rozměrem $h = 100 \text{ mm}$, pak se ve výpočtu uplatní pouze každá stá harmonická frekvence. To znamená, že pro získání průběhu elektromagnetického pole, v okolí mříže, s průběhem podobným obr. 74, bychom potřebovali sešít tisíce vidů, avšak pouze každý stý by byl k výpočtu skutečně zapotřebí. Takový počet sešíváných vidů ale znamená značné prodloužení výpočtu.

Nabízí se tedy možnost, použít v oblastech č. 1 a č. 2 k rozvoji pole místo funkcí $\cos \frac{np}{b} y$ a $\sin \frac{np}{b} y$ funkce $\cos \frac{np}{h} y$ a $\sin \frac{np}{h} y$.

Tato možnost nebyla zatím odzkoušena, avšak zdá se, že by problém výpočtu velkého počtu štěrbin mohla vyřešit.

Literatura ke kapitole č.3

- [1] Waveguide Handbook, N. Marcuvitz, Dover Publications, inc., 1951
- [2] G. G. Gentili, Properties of TE, TM mode-matching techniques, IEEE MTT., vol. 39, pp. 1669-1672, Sept. 1991.

4. Experimentální výsledky

V následujících kapitolách budou ukázány experimentální výsledky ověření teoretických úvah z předchozích kapitol o měření dielektrik.

V první kapitole je pojednáno o kalibrační metodě TSD, která byla při získávání značné části experimentálních výsledků používána. Měření byla totiž prováděna jednak na vektorovém analyzátoru HP 8410 umístěném na katedře elektromagnetického pole ČVUT FEL a jednak na vektorovém analyzátoru HP 8510 umístěném ve firmě Mirkotek. Na rozdíl od analyzátoru umístěného na katedře neměl totiž analyzátor HP 8510 vimplementovány žádnou kalibrační metodu použitelnou pro vlnovodové struktury. Pro získání korigovaných dat tedy musel být sestaven program, který při použití některé z kalibračních metod naměřená data zkoriguje. Vzhledem k tomu, že ve vlnovodném provedení nelze zkonstruovat širokopásmově kalibrační standard OPEN, nemohla být použita klasická metoda OPEN, SHORT, MATCH. Nejprve tedy byla vyzkoušena metoda TRHU, SHORT, MATCH, jejíž kalibrační standardy jsou dobře proveditelné ve vlnovodové struktuře. Avšak standard MATCH, který byl k dispozici dosahoval velikosti vstupního koeficientu odrazu asi $|\Gamma| \approx 0.01$, což neumožňovalo přesné měření. K dalšímu vylepšení této kalibrační metody byla následně použita posuvná bezodrazová koncovka. S její pomocí bylo sice možné výsledky zlepšit, avšak zlepšení neodpovídalo vynaloženému úsilí při samotné kalibraci a skript pro korekci dat byl v tomto případě poněkud těžkopádný.

Místo této metody tedy byla raději zvolena metoda se standardy TRHU, SHORT, DELAY. Ta má ve vlnovodové struktuře velkou výhodu ve výborné definovatelnosti těchto tří standardů. Všechny standardy mají velmi dobrou montážní reprodukovatelnost a stálost. Jedinou nevýhodou této metody je omezená šířka pásma, ve kterém je možné naráz provést kalibraci. Ta je omezena elektrickou délkou standardu DELAY, tedy dokonale přizpůsobeného vedení. Jeho délka nesmí ani na horním okraji měřeného frekvenčního pásma přesáhnout fázový posuv 180° jinak by se úloha korekce dat stala mnohoznačnou. Ve vlnovodu R100, však bylo možné, s velmi dobře vyrobitelem 1 cm dlouhým vedením, pokrýt celé pásmo jednovodovosti vlnovodu.

Na závěr je ještě třeba uvést, že u analyzátoru HP 8410 byla již naimplementována kalibrační metoda se standardy SHORT, SHORT, SHORT, THRU, tedy metoda tří posunutých zkratů.

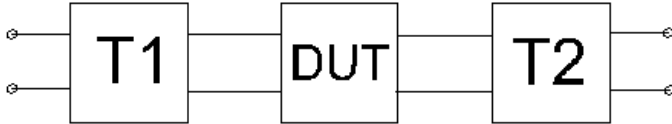
Při měření na tomto přístroji tedy žádná další korekce nebyla nutná.

S pomocí uvedené kalibrační metody pak budou v kapitole č. 4.2. ukázány výsledky měření dielektrik.

4.1 Kalibrační metoda TSD

Jedná se o variaci obecnější metody TRL. Je to metoda, která uvažuje pouze s přímými přeslechly ačkoli existuje i její varianta s uvážením celého chybového modelu v podobě čtyřbranu, tzv. SUPER-TSD [1].

Obecné schéma měřeného dvoubranu připojeného k neideálnímu vektorovému analyzátoru, který je reprezentován dvěma chybovými dvoubranami je na obr. 77.



obr. 77

Vzhledem k tomu, že přeslechy jsou uvnitř analyzátoru minimální a veškerá měření v předchozím textu byla prováděna ve vlnodonné a koaxiální struktuře, můžeme přeslechy považovat za nulové.

Jsou-li t-matice chybových dvojbranů $[T_1] = \begin{bmatrix} t_{11}^1 & t_{12}^1 \\ t_{21}^1 & t_{22}^1 \end{bmatrix}$, $[T_2] = \begin{bmatrix} t_{11}^2 & t_{12}^2 \\ t_{21}^2 & t_{22}^2 \end{bmatrix}$, pak můžeme snadno

provést korekci naměřených hodnot podle vztahu

$$[T_{DUT}] = [T_1]^{-1} [T_{MER}] [T_2]^{-1} \quad (4.1.1)$$

kde $[T_{DUT}]$ je hledaná t-matice měřeného zařízení a $[T_{MER}]$ je naměřená t-matice.

Pro korekci dat tedy musíme znát t-matice chybových dvojbranů.

Postup jejich získání je následující.

Při měření kalibračního standardu THRU, jehož t-matice je $\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$, označme naměřenou

t-matici jako $[T_{TH}]$. Matici naměřenou při měření standardu LINE jako $[T_L]$, přičemž t-matice

standardu je $\begin{bmatrix} e^{jk_z d} & 0 \\ 0 & e^{-jk_z d} \end{bmatrix}$, kde člen $k_z d$, jak bude vidět dále, nemusí být známý.

Při měření standardu THRU, platí mezi jednotlivými maticemi následující vztah

$$[T_{TH}] = [T_1] \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} [T_2] \Rightarrow [T_2] = [T_1]^{-1} [T_{TH}] \quad (4.1.2)$$

Z předchozího vztahu je vidět, že vynásobíme-li matici $[T_1]$ libovolnou konstantou a

vypočteme z ní pak matici $[T_2]$, pak násobící konstanta se dostane do matice $[T_2]$

v převrácené hodnotě. Při korekci dat podle vztahu (4.1.1) se ale tyto konstanty vyruší a data jsou jí nedotknuta. Této vlastnosti využijeme dále.

Při měření standardu LINE můžeme dále psát

$$[T_L] = [T_1] \begin{bmatrix} e^{jk_z d} & 0 \\ 0 & e^{-jk_z d} \end{bmatrix} [T_2] \quad (4.1.3)$$

Po dosazení z (4.1.2) pak dostaneme

$$[T_L][T_{TH}]^{-1}[T_1] = [T_1] \begin{bmatrix} e^{jk_z d} & 0 \\ 0 & e^{-jk_z d} \end{bmatrix} \quad (4.1.4)$$

kde dále označme

$$[T_L][T_{TH}]^{-1} = [A] \quad (4.1.5)$$

Nyní ještě utvořme determinant rovnice (4.1.4). Pokud použijeme faktu, že determinant součinu je součin determinantů, pak snadno zjistíme, že $\det[A] = 1$. To nám ovšem říká, že členy matice $[A]$ nejsou zcela nezávislé a maticová rovnice (4.1.4) tedy nepředstavuje čtyři rovnice, z nichž lze určit čtyři parametry. Ve skutečnosti jsou rovnicí (4.1.4) určitelné pouze parametry tři, což však bude pro zpětnou kalibraci postačovat.

Po porovnání jednotlivých členů v (4.1.4) platí

$$\begin{aligned} A_{11}t_{11}^1 + A_{12}t_{21}^1 &= t_{11}^1 e^{jk_z d} \\ A_{11}t_{12}^1 + A_{12}t_{22}^1 &= t_{12}^1 e^{-jk_z d} \\ A_{21}t_{11}^1 + A_{22}t_{21}^1 &= t_{21}^1 e^{jk_z d} \\ A_{21}t_{12}^1 + A_{22}t_{22}^1 &= t_{22}^1 e^{-jk_z d} \end{aligned} \quad (4.1.6)$$

Nyní podělme první a třetí rovnici a dále pak druhou a čtvrtou rovnicí, tím dostaneme dvě

totožné rovnice pro neznámé $\frac{t_{11}^1}{t_{21}^1}, \frac{t_{12}^1}{t_{22}^1}$ v následujícím tvaru

$$\begin{aligned} 0 &= \left(\frac{t_{11}^1}{t_{21}^1} \right)^2 A_{21} + \frac{t_{11}^1}{t_{21}^1} (A_{22} - A_{11}) - A_{12} \\ 0 &= \left(\frac{t_{12}^1}{t_{22}^1} \right)^2 A_{21} + \frac{t_{12}^1}{t_{22}^1} (A_{22} - A_{11}) - A_{12} \end{aligned} \quad (4.1.7)$$

Nyní ještě v soustavě (4.1.6) podělme první a čtvrtou rovnicí, čímž dostaneme

$$\frac{A_{11} + A_{12} \frac{t_{21}^1}{t_{11}^1}}{A_{21} \frac{t_{12}^1}{t_{22}^1} + A_{22}} = e^{2jk_z d} \quad (4.1.8)$$

Odtud pak můžeme spočítat neznámou konstantu šíření standardu LINE.

Nyní zakončíme první chybový dvoubran zkratem. Z měření dostaneme následující vztah pro naměřený vstupní koeficient odrazu

$$s_{11S} = \frac{t_{21}^1 - t_{22}^1}{t_{11}^1 - t_{12}^1} \quad (4.1.9)$$

Tento vztah můžeme rozšířením zlomku členem $\frac{1}{t_{22}^1}$ a snadnou manipulací upravit takto

$$\frac{1 - \frac{t_{12}^1}{t_{22}^1} s_{11S}}{1 - \frac{t_{11}^1}{t_{21}^1} s_{11S}} = \frac{t_{21}^1}{t_{22}^1} \quad (4.1.10)$$

S předchozími znalostmi můžeme dále vypočítat

$$\frac{t_{11}^1}{t_{22}^1} = \frac{t_{11}^1 t_{21}^1}{t_{21}^1 t_{22}^1} \quad (4.1.11)$$

$$\frac{t_{12}^1}{t_{11}^1} = \frac{t_{12}^1 t_{22}^1}{t_{22}^1 t_{11}^1} \quad (4.1.12)$$

Nyní tedy známe podíly $\frac{t_{11}^1}{t_{21}^1}, \frac{t_{12}^1}{t_{22}^1}, \frac{t_{21}^1}{t_{22}^1}, \frac{t_{11}^1}{t_{22}^1}, \frac{t_{12}^1}{t_{11}^1}$.

Napišme vztah pro s-parametry prvního chybového dvoubranu v závislosti na t-parametrech.

Snadno zjistíme, že platí

$$[S_1] = \begin{bmatrix} \frac{t_{21}^1}{t_{11}^1} & \frac{t_{11}^1 t_{22}^1 - t_{12}^1 t_{21}^1}{t_{11}^1} \\ \frac{1}{t_{11}^1} & -\frac{t_{12}^1}{t_{11}^1} \end{bmatrix} \quad (4.1.13)$$

Z rovnice (4.1.13) je dobře vidět, že umíme určit s_{11}^1, s_{22}^1 ovšem parametry s_{12}^1, s_{21}^1 určit neumíme. Jediné co můžeme z výše uvedených podílů určit je jejich součin, neboť pro ten platí

$$s_{12}^1 s_{21}^1 = \frac{t_{22}^1}{t_{11}^1} - \frac{t_{12}^1 t_{21}^1}{t_{11}^1 t_{11}^1} \quad (4.1.14)$$

Nyní ovšem ukážeme, že tato skutečnost nijak neznemožňuje zpětnou korekci naměřených dat. K tomu účelu vytkněme z matice $[T_1]$ člen t_{11}^1 , pak dostaneme

$$[T_1] = t_{11}^1 \begin{bmatrix} 1 & \frac{t_{12}^1}{t_{11}^1} \\ \frac{t_{21}^1}{t_{11}^1} & \frac{t_{22}^1}{t_{11}^1} \end{bmatrix} \quad (4.1.15)$$

Členy uvnitř matice jsou nám všechny známy. Nyní dosadíme takto upravenou matici $[T_1]$ do vztahu (4.1.2) a dostaneme

$$[T_2] = \frac{1}{t_{11}^1} \begin{bmatrix} 1 & \frac{t_{12}^1}{t_{11}^1} \\ \frac{t_{21}^1}{t_{11}^1} & \frac{t_{22}^1}{t_{11}^1} \end{bmatrix}^{-1} [T_{TH}] \quad (4.1.16)$$

Pokud rovnici (4.1.16) dosadíme do rovnice (4.1.1) tak dostaneme

$$[T_{DUT}] = \begin{bmatrix} 1 & \frac{t_{12}^1}{t_{11}^1} \\ \frac{t_{21}^1}{t_{11}^1} & \frac{t_{22}^1}{t_{11}^1} \end{bmatrix}^{-1} [T_{MER}] [T_{TH}]^{-1} \begin{bmatrix} 1 & \frac{t_{12}^1}{t_{11}^1} \\ \frac{t_{21}^1}{t_{11}^1} & \frac{t_{22}^1}{t_{11}^1} \end{bmatrix} \quad (4.1.17)$$

kde se již samotný člen t_{11}^1 nevyskytuje, jelikož při úpravách vypadl. V této rovnici již všechny členy známe a můžeme tedy provést korekci naměřených dat.

Poslední důležitou věcí je řešení rovnic (4.1.7). Každá z rovnic má dvě řešení. Tato dvě řešení musí být díky shodnosti rovnic stejná, to ale neznamená že i podíly $\frac{t_{11}^1}{t_{21}^1}, \frac{t_{12}^1}{t_{22}^1}$ musí být stejné.

Mohou se totiž lišit znaménkem u odmocniny z determinantu. Snadno také ukážeme, že

pokud by platilo $\frac{t_{11}^1}{t_{21}^1} = \frac{t_{12}^1}{t_{22}^1}$, pak by také platilo $t_{11}^1 t_{22}^1 - t_{12}^1 t_{21}^1 = 0$, což ale znamená že $s_{12}^1 = 0$. To

asi není očekávaný výsledek a při řešení je tedy nutné, aby se podíly lišily právě ve znaménku determinantu. O tom, který z podílů bude mít kladné znaménko u determinantu a který záporné pak musíme rozhodnout ještě dalším testem.

K tomuto testu můžeme použít prozatím nevyužitou rovnici (4.1.8). V této rovnici představuje konstanta k_z konstantu šíření ve vedení použitým jako standard LINE. Pro tuto konstantu platí

$$k_z = b - ja \quad (4.1.18)$$

kde b představuje fázovou konstantu a a představuje konstantu útlumu. Pak můžeme rovnici (4.1.8) přepsat do tvaru

$$X = e^{2jbd} e^{2ad} \quad (4.1.19)$$

kde jsme označili

$$X = \frac{A_{11} + A_{12} \frac{t_{21}^1}{t_{11}^1}}{A_{21} \frac{t_{12}^1}{t_{22}^1} + A_{22}} \quad (4.1.20)$$

Pak snadno zjistíme že platí

$$\frac{\ln|X|}{2} = ad \quad (4.1.21)$$

$$\frac{\text{Arg}(X)}{2} = bd$$

Z těchto vztahů můžeme jednak určit konstantu šíření neznámého vedení, ale především můžeme takto otestovat, který kořen rovnice (4.1.7) náleží kterému podílu. Ověření provedeme tak, že při správné volbě musí být $bd \geq 0$ a musí s frekvencí růst. Nakonec pak můžeme samotnou konstantu šíření spočítat podle vztahu

$$k_z d = \frac{1}{2} [\text{Arg}(X) - j \ln|X|] \quad (4.1.22)$$

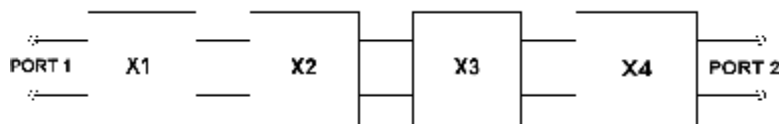
4.2. Měření dielektrik

V této kapitole budou ukázány výsledky měření dielektrik. Měřicí uspořádání bude vždy odpovídat pouze metodě s průchozím dielektrikem, uvedené v kapitole č. 2.2. V ostatních uspořádáních byla měření taktéž prováděna, ale vzhledem k diskutovaným nečinnostem všech ostatních metod již nebyl pro ně sestaven program, který dokáže s naměřených hodnot rozptylových parametrů určit hledanou hodnotu permitivity. Výsledky těchto měření sloužily pouze k ověření správnosti postupů uvedených v ostatních podkapitolách kapitoly č.2.

Určování hodnoty ztrátového činitele nebylo prováděno, jelikož ani jednou z metod uvedených v této práci není možné, při přesnosti měření dosahované reálným vektorovým analyzátozem, zjistit změnu naměřených rozptylových parametrů u vzorku se ztrátami oproti vzorku beze ztrát.

Měření dielektrik bez přítomnosti polarizační mříže

Tato měření byla prováděna tak, že mezi referenční roviny na přírubách přechodů z koaxiálního na vlnovodné vedení R100, byl vložen úsek vlnovodu, který byl oproti vlnovodu R100 rozšířen na obě strany o 1 mm. Do tohoto rozšířeného vedení pak byla vložena měřená deska dielektrika a to tak, že její jedna stěna byla přímo v místě styku vlnovodového přechodu s rozšířeným vlnovodem. Měřicí uspořádání je schématicky znázorněno na obr. 78



obr. 78

kde

X1 je přechod z vlnovodu R100 na rozšířený vlnovod vyplněný měřeným dielektrikem,

X2 je rozšířený vlnovod vyplněný měřeným dielektrikem,

X3 je rozšířený vlnovod vyplněný vzduchem a

X4 je přechod z rozšířeného vlnovodu vyplněného vzduchem na vlnovod R100

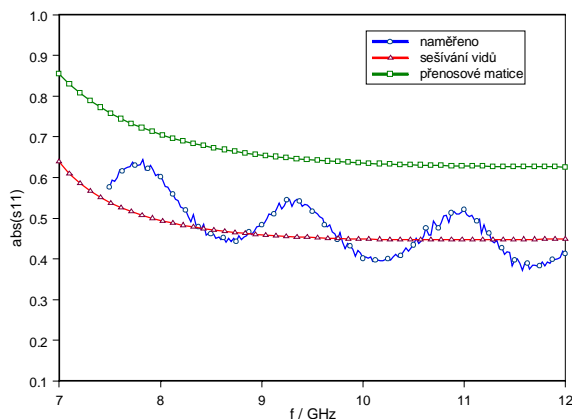
Obvod složený z prvků X1 až X4 byl řešen dvěma metodami. První byl exaktní postup, kdy byla použita metoda sešívání vidů na celou strukturu.

Druhým postupem bylo kaskádní řazení přenosových matic, které byly též získány postupem sešívání vidů, avšak nyní pro každý prvek zvlášť. Druhý postup s použitím kaskádních matic je sice velmi rychlý, avšak má jednu velkou nevýhodu. Přenosové matice jsou určovány

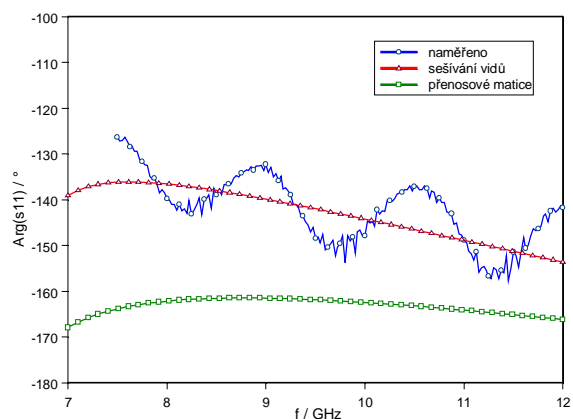
výhradně přenesenými a odraženými vlnami základního vidu. Ve členu X2 z obr. 78 se však při permitivitě větší než jedna může již při vyšších frekvencích šířit více nadkritických vidů a v případě vysokých hodnot permitivity jich mohou být i desítky. Vyšší vidy se stejně tak mohou šířit i členem X1. Komponenty X3 a X4 je však díky jejich vzduchové výplni možné popsat exaktně pomocí přenosových matic. Tím tedy můžeme obě metody zkombinovat tak, že z naměřených dat nejprve, pomocí pravidla o kaskádním řazení přenosových matic, eliminujeme prvky X3 a X4 a poté prvky X1 a X2 analyzujeme pomocí metody sešívání vidů, ve které je však nyní pouze polovina neznámých, čímž se rychlost výpočtu zvýší. Při extrakci měřené permitivity bylo postupováno tak, že při výpočtu rozptylových parametrů obvodu na obr. 78 v rovinách 1. a 2. brány byla postupně měněna permitivita a vypočítané rozptylové parametry byly porovnávány s naměřenými rozptylovými parametry. Pomocí metody nejmenších čtverců pak bylo nalezeno minimum kvadratické odchylky vypočtených a naměřených rozptylových parametrů, které nastalo při permitivitě rovnající se permitivitě měřeného vzorku. Tím byl výpočet ukončen.

Na následujících obrázcích jsou ukázány výsledky tohoto postupu a to jak pro postup s použitím sešívání vidů tak pro postup s použitím přenosových matic.

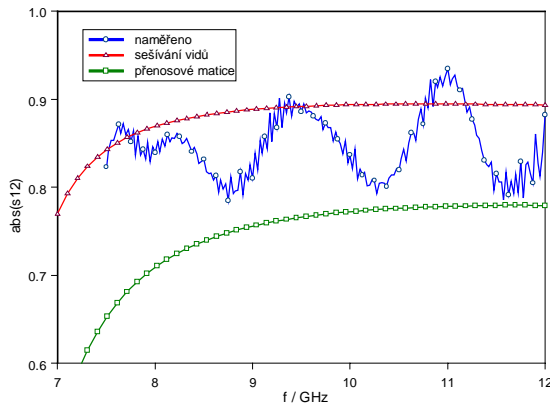
První série obrázků ukazuje výsledky měření a výpočtů pro plexisklo o tloušťce $d = 2.8 \text{ mm}$.



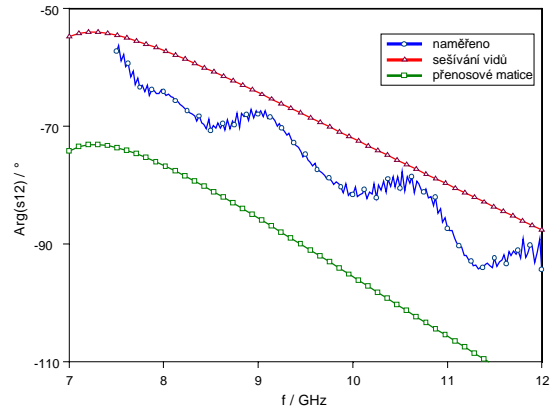
obr. 79. Frekvenční závislost naměřené a vypočítané amplitudy koeficientu odrazu pro $\epsilon_r = 2.4$ a $d = 2.8 \text{ mm}$



obr. 80. Frekvenční závislost naměřené a vypočítané fáze koeficientu odrazu pro $\epsilon_r = 2.4$ a $d = 2.8 \text{ mm}$



obr. 81. Frekvenční závislost naměřené a vypočítané amplitudy koeficientu přenosu pro $\epsilon_r = 2.4$ a $d = 2.8$ mm



obr. 82. Frekvenční závislost naměřené a vypočítané fáze koeficientu přenosu pro $\epsilon_r = 2.4$ a $d = 2.8$ mm

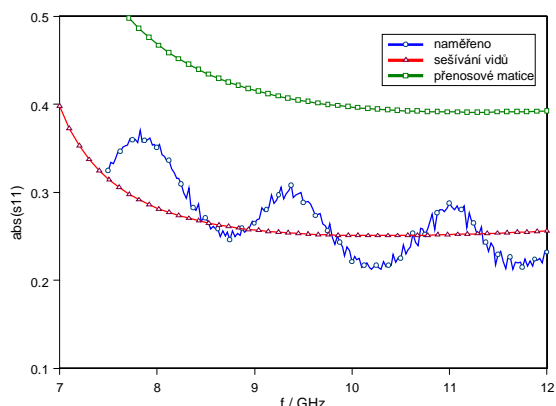
Na obr. 79 až 82 jsou uvedeny dva ze čtyř vypočítaných i naměřených s parametřů a to jak jejich fáze tak jejich amplituda. Modře jsou znázorněna naměřená data, červeně jsou pak znázorněny rozptylové parametry vypočítané metodou sešívání vidů a konečně zeleně jsou znázorněna data vypočítaná pomocí přenosových matic.

Bohužel druhů plexiskla je mnoho, avšak standardně bývá uváděna permitivita v okolí hodnoty $\epsilon_r = 2.6$. Na grafech je pak vyznačeno k jaké hodnotě se došlo výpočtem s použitím metody sešívání vidů. Z obrázků je patrné, že při používání metody nejmenších čtverců nebyly kladeny na všechny rozptylové parametry stejné nároky. Např. amplituda koeficientu přenosu zde totiž dosahuje poměrně vysoké hodnoty a nachází se tedy v oblasti hodnot, které jsou vektorovým analyzátozem měřitelné s vyšší chybou než např. amplitudy v okolí hodnoty 0.5. V této oblasti se naopak nachází amplituda koeficientu odrazu a byla na ní přiložena vyšší váha.

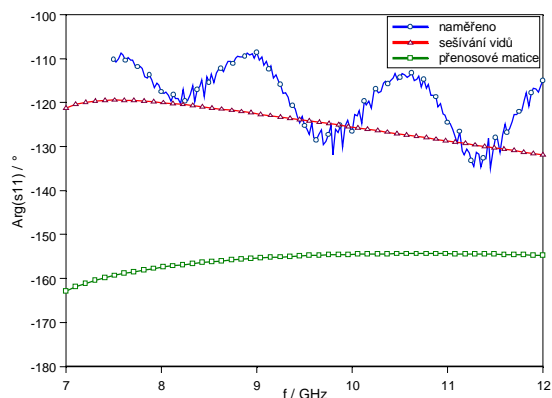
Z grafů je tedy patrné, že zjištěná hodnota permitivity odpovídá přibližně hodnotě předpokládané. Získání přesnější hodnoty permitivity však brání zvlnění naměřených dat. To bylo pravděpodobně způsobeno tím, že přesnost výroby dielektrické desky a skokové změny šířky vlnovodu nebyla dostatečná. Reálná situace pak odpovídala výpočetnímu modelu jen přibližně. Tento problém se bude vyskytovat i u dalších měření uvedených v této kapitole. Dalším důležitým závěrem, viditelným z grafů, je fakt, že hodnoty rozptylových parametřů vypočítaných pomocí metody kaskádních matic, do níž byla dosazena hodnota permitivity predikovaná metodou sešívání vidů, v tomto případě $\epsilon_r = 2.4$, se od naměřených dat poměrně výrazně liší. Lze ukázat, že rozptylové parametry vypočítané touto metodou odpovídají vyšší hodnotě permitivity než je skutečná. Při extrakci hodnoty permitivity z naměřených dat bychom tedy došli k nižší hodnotě permitivity než odpovídá skutečnosti. Je tedy vidět, že pro

přesná měření není možné, a to ani pro nízké hodnoty měřených permitivit, zanedbat šíření vyšších vidů oblastí dielektrika.

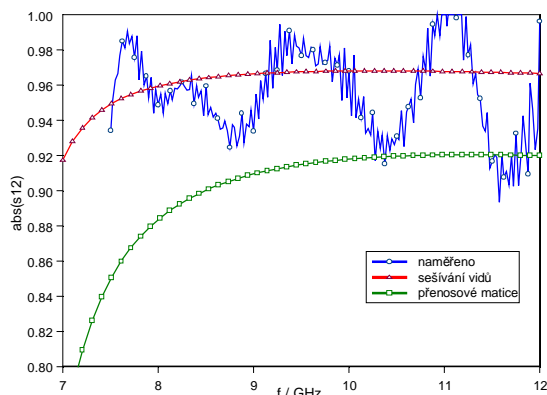
Další série obrázků ukazuje výsledky měření a výpočtů pro teflon o tloušťce $d = 2 \text{ mm}$.



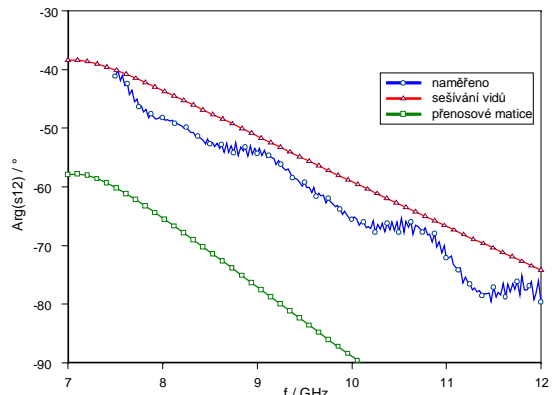
obr. 83. Frekvenční závislost naměřené a vypočítané amplitudy koeficientu odrazu pro $\epsilon_r = 1.9$ a $d = 2 \text{ mm}$



obr. 84. Frekvenční závislost naměřené a vypočítané fáze koeficientu odrazu pro $\epsilon_r = 1.9$ a $d = 2 \text{ mm}$



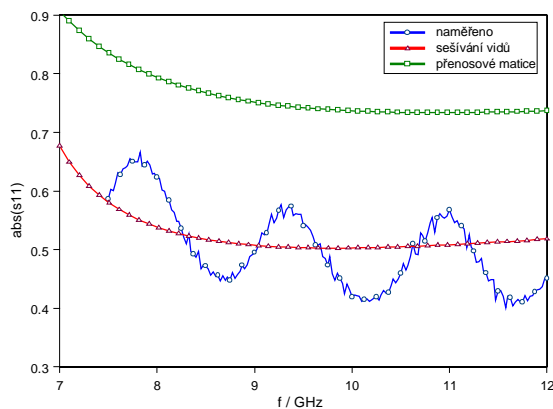
obr. 85. Frekvenční závislost naměřené a vypočítané amplitudy koeficientu přenosu pro $\epsilon_r = 1.9$ a $d = 2 \text{ mm}$



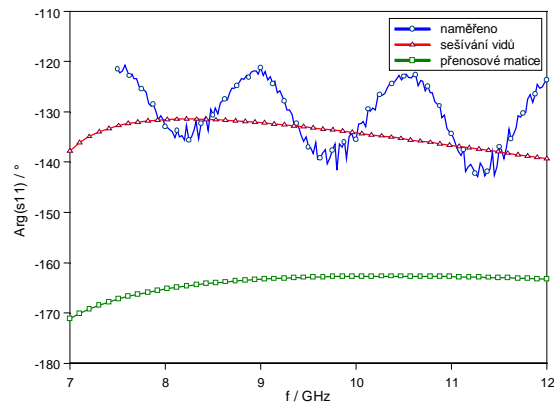
obr. 86. Frekvenční závislost naměřené a vypočítané fáze koeficientu přenosu pro $\epsilon_r = 1.9$ a $d = 2 \text{ mm}$

Pro teflon již existují tabulkové hodnoty permitivity. Avšak mezi různými prameny se výsledky poněkud liší. Např. v [4] je uvedena hodnota $\epsilon_r = 2.4$ při frekvenci $f = 10 \text{ GHz}$. V [5] je pak pro tutéž frekvenci uvedena hodnota $\epsilon_r = 2.04$. Ve většině internetových zdrojů se však hodnoty permitivity teflonu v tomto frekvenčním pásmu pohybují mezi hodnotami $\epsilon_r = 2 \div 2.1$. Námi uvedený výsledek $\epsilon_r = 1.9$ lze tedy, navzdory rozvlněným změřeným rozptylovým parametrům, považovat za poměrně dobrou shodu.

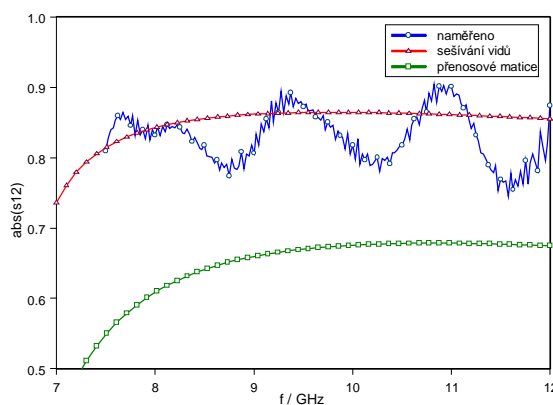
Třetí série obrázků ukazuje výsledky měření a výpočtů pro kuprexitit o tloušťce $d = 1.35 \text{ mm}$.



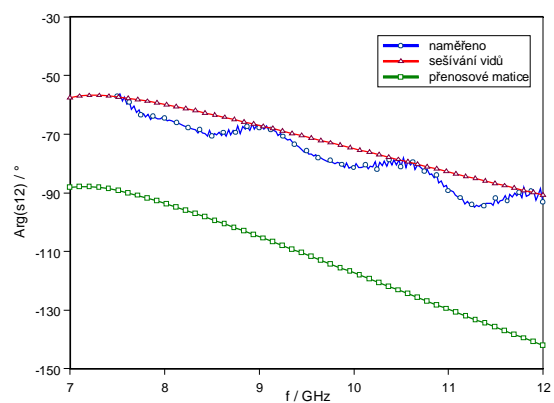
obr. 87. Frekvenční závislost naměřené a vypočítané amplitudy koeficientu odrazu pro $\epsilon_r = 4.2$ a $d = 1.35 \text{ mm}$



obr. 88. Frekvenční závislost naměřené a vypočítané fáze koeficientu odrazu pro $\epsilon_r = 4.2$ a $d = 1.35 \text{ mm}$



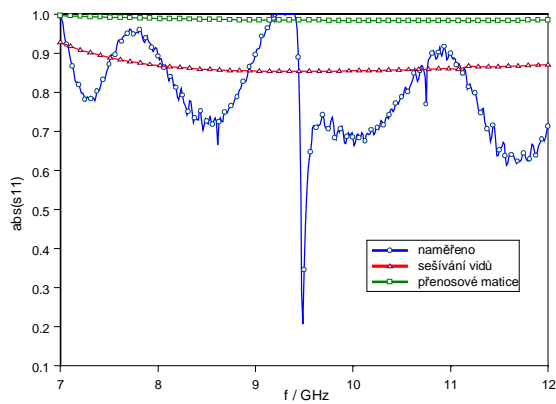
obr. 89. Frekvenční závislost naměřené a vypočítané amplitudy koeficientu přenosu pro $\epsilon_r = 4.2$ a $d = 1.35 \text{ mm}$



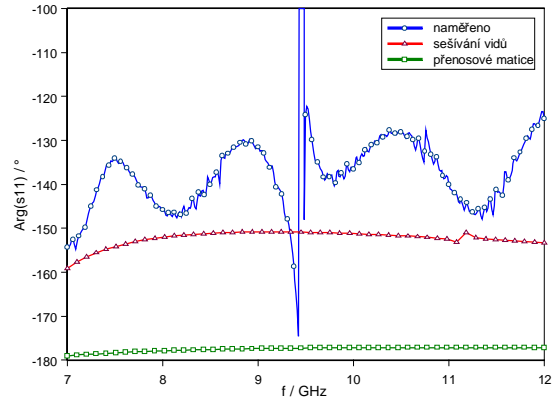
obr. 90. Frekvenční závislost naměřené a vypočítané fáze koeficientu přenosu pro $\epsilon_r = 4.2$ a $d = 1.35 \text{ mm}$

Pro kuprexitit je v [4] uváděna $\epsilon_r = 4.2$ na frekvenci $f = 10 \text{ GHz}$. K této jsme také dospěli. Z obr. 87 až obr. 90 je také vidět že tím ,jak se zvýšila permitivita a zvýšil se tak počet vidů, které se strukturou dielektrika šíří, začínají se rozptylové parametry vypočítané metodou přenosových matic od skutečnosti již značně lišit.

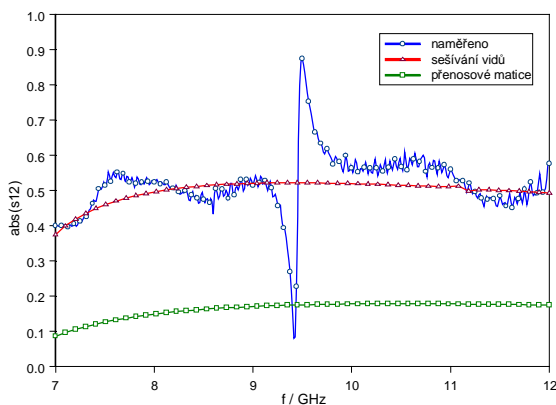
Poslední série obrázků ukazuje výsledky měření a výpočtů pro vzorek ferroelektrika o tloušťce $d = 0.2 \text{ mm}$.



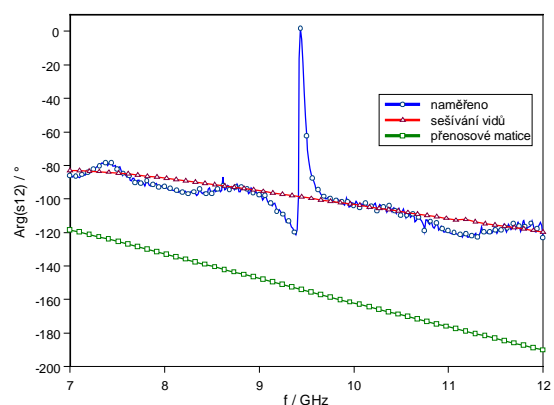
obr. 91. Frekvenční závislost naměřené a vypočítané amplitudy koeficientu odrazu pro $\epsilon_r = 62$ a $d = 0.2$ mm



obr. 92. Frekvenční závislost naměřené a vypočítané fáze koeficientu odrazu pro $\epsilon_r = 62$ a $d = 0.2$ mm



obr. 93. Frekvenční závislost naměřené a vypočítané amplitudy koeficientu přenosu pro $\epsilon_r = 62$ a $d = 0.2$ mm



obr. 94. Frekvenční závislost naměřené a vypočítané fáze koeficientu přenosu pro $\epsilon_r = 62$ a $d = 0.2$ mm

Bohužel přesné složení měřeného vzorku ani jeho permitivita nejsou přesně známy.

Dodavatel tohoto dielektrika uvádí $\epsilon_r = 75$, avšak není jasné na jakém kmitočtu. Naší metodou jsme došli sice k hodnotě nižší, avšak grafy na obr. 91 až obr. 93 jsou zajímavé především tím, že se u nich výrazně liší průběh naměřených a vypočítaných rozptylových parametrů v okolí kmitočtu $f = 9.5 \text{ GHz}$. Na ostatních kmitočtech sice bylo dosaženo poměrně dobré shody, avšak výrazná rezonance na kmitočtu $f = 9.5 \text{ GHz}$ ukazuje, že ačkoli bylo při výpočtu použito exaktní metody sešívání vidů, byly skutečné konstrukční parametry a parametry předpokládané při výpočtu poněkud odlišné. Jen tak lze vysvětlit, že metoda sešívání vidů tuto rezonanci nepředpovídá také. Pro měření materiálů s takto vysokou permitivitou tedy bude nutné vyrobit kvalitnější a přesnější díly X1 až X4 podle obr. 78 a zároveň velmi přesně vybrousit vzorek dielektrika tak, aby konstrukční parametry, které jsou zadávány při výpočtu, přesně odpovídaly reálnému uspořádání. U takto vysokých permitivit může totiž již malá diskontinuita v blízkosti vzorku dielektrika vybudit v jeho objemu vidy, se kterými výpočet nepočítá.

Měření dielektrik s polarizační mříží

Měření s polarizací dielektrik pomocí statického pole nebyla provedena z důvodů neúplného dokončení analýzy mříže. Měřicí uspořádání, se kterým by bylo možné takové měření provést je schématicky znázorněno na obr. 95



obr. 95

kde

X1 je přechod z vlnovodu R100 na rozšířený vlnovod vyplněný známým dielektrikem sloužícím jako podložka proti zkratování mříže na přírubě vlnovodu

X2 je rozšířený vlnovod vyplněný známým dielektrikem sloužícím jako podložka proti zkratování mříže na přírubě vlnovodu

X3 je polarizační mříž

X4 je rozšířený vlnovod vyplněný měřeným dielektrikem

X5 je polarizační mříž

X6 je rozšířený vlnovod vyplněný vzduchem

X7 je přechod z rozšířeného vlnovodu vyplněného vzduchem na vlnovod R100.

V prvcích X1, X2 a X4 se opět může šířit více nadkritických vidů. Strukturu složenou z prvků X1 až X4 lze tedy exaktně popsat pouze s použitím metody sešívání vidů.

Literatura ke kapitole č.4

- [1] A Generalization of the TSD Network-Analyzer Calibration Procedure, Covering n-Port Scattering-Parameter Measurements, Affected by Leakage Errors, Ross A. Speciale, IEEE MTT, Vol. MTT-25, No. 12, December 1977, pp.1100 - 1115
- [2] A Unified Mathematical Approach to Two-Port Calibration Techniques and Some Applications, Robert A. Soares, Pascal Gouzien, Pierre Leguad, IEEE Trans. on MTT, vol. 37, no. 11, nov. 1989, pp: 1669 – 1674
- [3] Thru-Reflect-Line: An Improved Technique for Calibrating the Dual Six-Port Automatic Network Analyzer, G. F. Engen, C. A. Hoer, IEEE MTT, Vol. 27, No. 12, Dec. 1979 pp. 987-993
- [4] Planární mikrovlnné obvody, Doc. Ing. Karel Hoffman, CSc., ČVUT, 2001
- [5] Teorie Elektromagnetického pole II, Doc. Ing. Karel Novotný, CSc., ČVUT, 2000

Závěr

V diplomové práci se nejprve diskutovalo několik vlnovodných metod pro měření permitivity dielektrik. Jejich analýza byla nejprve prováděna co nejobecněji a některé závěry z jednotlivých kapitol jsou tedy platné i pro měření běžných dielektrik. Záměrem práce však bylo, vybrat z těchto metod tu, která bude nejlépe vyhovovat měřením ferroelektrických filmů a zároveň umožní snadnou aplikaci polarizačních elektrod ladících permitivitu ferroelektrik. Právě díky špatné aplikovatelnosti polarizačních elektrod byla z dále použitých metod vyřazena metoda s deskou umístěnou v rovině elektrického pole. Ačkoli se tato metoda nehodí k měření ferroelektrik ovládaných statickým elektrickým polem, bylo ukázáno, že pokud nejsou polarizační elektrody k měření potřebné, jedná se o dobře použitelnou metodu k měření i velmi tenkých vzorků dielektrik.

Ze všech diskutovaných metod však díky svým vlastnostem a možnostem měření, jak s použitím polarizačních elektrod, tak bez nich, byla vybrána metoda s průchozí deskou umístěnou kolmo na osu šíření vlny. K této metodě pak byly dále navrženy elektrody, které umožní dostatečně homogenní polarizaci, a přesto příliš nezvýší výpočetní nároky na analýzu kompletní struktury měřícího uspořádání.

Společně s výpočtem elektromagnetického pole v okolí polarizačních elektrod byl podán výklad i některých dalších kovových diskontinuit použitelných při měření.

Rozličné diskontinuity v podobě dielektrických desek a kovových částí umístěných v průřezu vlnovodu byly řešeny metodou sešívání vidů a práce tedy zároveň ukazuje mnohé praktické výpočetní postupy použitelné i při jiných aplikacích, než je měření dielektrik.

Veškeré výpočetní postupy byly v průběhu práce ověřovány elektromagnetickým simulátorem Microwave Studio. Porovnání simulací s výpočty provedenými metodou sešívání vidů vždy vedlo k výborné shodě. Ukázalo se, že metoda sešívání vidů je velmi universální metodou, použitelnou pro širokou škálu úloh ve vlnovodných strukturách. Elektromagnetický simulátor je použitelný i pro mnohem obecnější struktury, jeho obecnost je však vykoupena velkými výpočetními a tedy i časovými nároky. Ve vlnovodných strukturách lze stejných a mnohdy i realističtějších výsledků dosáhnoutých za zlomek použitého výpočetního času metodou sešívání vidů.

Závěrem práce bylo ještě provedeno několik měření s reálnými dielektriky, která ukázala, že sice diskutované metody jsou použitelné k měření dielektrické konstanty, avšak je třeba

zajistit lepší shodu mezi skutečnou měřicí sestavou a sestavou modelovanou. Jen tak bude možné přesné měření dielektrické konstanty vzorků s vysokou permitivitou.

Teoretické výsledky práce je nutné dále prakticky ověřovat na vzorcích skutečných ferroelektrických materiálů.

Literatura použitelná k dalšímu studiu problematiky

Metoda sešívání vidů

- [1] G. Conciauro, M. Guglielmi, and R. Sorrentino, *Advanced Modal Analysis*, New York: Wiley, 1999.
- [2] Solution of Waveguide Discontinuities by Modal Analysis
A. Wexler, *IEEE MTT*, Vol. 15, No. 9, September 1967, pp. 508-517
- [3] Convergence of Numerical Solutions of Iris-Type Discontinuity Problems,
S. W. LEE, W. R. JONES, *IEEE MTT*, Vol. 19, No. 6, June 1971, pp. 528-536
- [4] On Solving Waveguide Junction Scattering Problems by the Conservation of Complex Power Technique, R. Safavi-Naini, R. H. Macphie, *IEEE MTT*, Vol. 29, No. 4, April 1981, pp. 337-343
- [5] Scattering at Rectangular-to-Rectangular Waveguide Junctions, R. Safavi-Naini, R. H. Macphie, *IEEE MTT*, Vol. 30, No. November 1982, pp. 2060-2063
- [6] Scattering By Material and Conducting Bodies Inside Waveguides, Part I: Theoretical Formulations, A. S. Omar, *IEEE MTT*, Vol. 34, No. 2, February 1986, pp.266-272
- [7] Some Important Properties of Waveguide Junction Generalized Scattering Matrices in the Context of the Mode Matching Technique, G. V. Eleftheriades, A.S. Omar, *IEEE MTT*, Vol. 42, No. 10, October 1994, pp. 1896-1903

Použití ferroelektrik

- [1] Planar Microwave Integrated Phase-Shifter Design with High Purity Ferroelectric Material, F. De Flaviis, N. G. Alexopoulos, *IEEE MTT*, Vol. 45, No. 6, June 1997, pp. 963-969
- [2] A K-Band-Frequency Agile Microstrip Bandpass Filter Using a Thin-Film HTS/Ferroelectric/Dielectric Multilayer Configuration, G. Subramanyam, *IEEE MTT*, Vol. 48, No. 4, April 2000, pp.525-530
- [3] Do We Really Need Ferroelectrics in Paraelectric Phase Only in Electrically Controlled Microwave Devices?, S. S. Gevorgian, E. L. Kollberg, *IEEE MTT*, Vol. 49, No. 11, November 2001, pp. 2117-2124

Měření Ferroelektrik

- [1] Microwave losses in incipient ferroelectrics as function of temperature and biasing field
O. G. Vendik, L. T. Ter-Martirosyan, Jour. of Applied Physics, vol. 84, No. 2,
pp. 993- 998
- [2] Ferroelectric tuning of planar bulk Microwave Devices, O.G. Vendik, E.K. Hollmann,
Jour. of Superconductivity, Vol. 12, No.2, 1999, pp.325-329
- [3] Microwave Properties of ferroelectric thin films, J.M. Pond, S.W. Kirchoefer, Integrated
Ferroelectrics, 1998, Vol. 22, pp. 317-328
- [4] Dielectric Films in the Microwave Region , D.C. Dube, Ferroelectrics, 1999, Vol. 225,
pp. 141-146