

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

FAKULTA ELEKTROTECHNICKÁ

KATEDRA ELEKTROMAGNETICKÉHO POLE

Disperzní charakteristiky kompozitního periodického prostředí

DIPLOMOVÁ PRÁCE

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

Student: Pavel Buchar

Květen 2004

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou diplomovou práci vypracoval(a) samostatně a použil(a) jsem pouze podklady (literaturu, projekty, SW atd.) v ní uvedené.

Realizované vzorky, programové vybavení a další výstupy, financované katedrou, zůstanou v její správě.

Nemám závažný důvod proti užití tohoto školního díla ve smyslu § 60 Zákona č. 121/2000 Sb. o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

Použití díla v nekomerční vědecko-výzkumné a pedagogické činnosti bude vždy uvedeno úplnou citací mé diplomové práce (s uvedením autora i vedoucího práce). Případné komerční využití bude vždy pro konkrétní případ předmětem jednání mezi autorem práce a zadávajícím pracovištěm (vedoucím práce) a může být uskutečněno jen se souhlasem obou stran. V případě použití komponent dovezených s osvobozením od plateb DPH a cla není komerční využití práce možné.

V Praze dne

.....
podpis autora

Abstract

This work deals with periodic metamaterials with negative effective permittivity or permeability in microwave frequency range. Firstly, so-called wire-medium and a structure consisting of so-called split-ring resonators are examined. Their dispersion characteristics are computed using a numerical simulator and compared with theoretical computations. Finally, a novel structure consisting of conducting elements having the shape of the letter “I” is analysed. Computed dispersion characteristics suggest presence of a relatively wideband left-handed mode which is the typical feature of a medium having simultaneously negative values of effective permittivity and permeability.

Key Words: Periodic structure, dispersion characteristic, backward wave, effective permittivity, effective permeability, wire-medium, split-ring resonator, bulk metamaterial.

Obsah

Seznam použitých symbolů	1
Seznam použitých zkratk	3
1. Úvod	4
1.1 Periodické struktury	4
1.2 Cíle diplomové práce	4
2. Teoretická část	5
2.1 Popis periodických struktur	5
2.2 Metamateriály se zápornou permitivitou a permeabilitou	12
2.3 Modelování LHM prostředí pomocí přenosového vedení	14
2.3.1 Odvození disperzní rovnice	19
2.3.2 Disperzní rovnice pro dvourozměrné LHM struktury	22
3. Praktická část	24
3.1 Kompozitní periodické prostředí tvořené rovnoběžnými vodivými válečky	24
3.1.1 Srovnání disperzních charakteristik získaných simulací a teoretickými výpočty	26
3.1.2 Realizace a měření vzorku periodické struktury	27
3.2 Kompozitní periodické prostředí tvořené planárními rezonátory	31
3.3 Kompozitní periodické prostředí tvořené vodivými ploškami ve tvaru písmene I	35
3.3.1 Periodické uspořádání ve všech třech rozměrech	36
3.3.2 Jednorozměrné periodické uspořádání mezi paralelními vodivými deskami	39
3.3.3 Modifikovaná struktura pro potlačení TEM vidu	41
3.3.4 Srovnání disperzních charakteristik při změně některých rozměrů struktury	43
4. Závěr	45
5. Literatura	46

Příloha: Kompaktní disk s elektronickou verzí diplomové práce

Seznam použitých symbolů

a	jeden z rozměrů vodivé plošky ve tvaru písmene I
A	prvek kaskádní matice
α	měrný útlum
$\mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2, \mathbf{b}_3$	základní vektory reciproké mříže
b	jeden z rozměrů vodivé plošky ve tvaru písmene I
B	prvek kaskádní matice
\mathbf{B}	vektor indukce magnetického pole
β	fázová konstanta
$\beta_x, \beta_y, \beta_z$	složky fázové konstanty ve směru os x , y a z
Γ	jeden z krajních bodů nedělitelné Brillouinovy zóny
c_0	rychlost světla ve vakuu
C	prvek kaskádní matice
C_0	kapacita okolního prostředí
C'_0	kapacita na jednotku délky okolního prostředí
C_{LHM}	podélná kapacita vedení
C_{RHM}	příčná kapacita vedení
C'_{RHM}	příčná kapacita vedení na jednotku délky
d	perioda opakování periodické struktury
$\mathbf{d}_1, \mathbf{d}_2, \mathbf{d}_3$	základní mřížové vektory
D	prvek kaskádní matice
\mathbf{D}	vektor indukce elektrického pole
du	změna napětí na délce elementární buňky
du_x	změna napětí ze směru osy x na délce elementární buňky
du_z	změna napětí ze směru osy z na délce elementární buňky
di	změna proudu na délce elementární buňky
di_x	změna proudu ze směru osy x na délce elementární buňky
di_z	změna proudu ze směru osy z na délce elementární buňky
δ_{pq}	Kroneckerovo delta
\mathbf{E}	vektor intenzity elektrického pole
E_x, E_y, E_z	složky intenzity elektrického pole ve směru os x , y a z
$E_x(\text{no wires}), E_y(\text{no wires}), E_z(\text{no wires})$	složky intenzity elektrického pole ve směru os x , y a z simulované bez přítomnosti drátů
ϵ_0	permitivita vakua
ϵ_{eff}	(relativní) efektivní permitivita
ϵ_r	relativní permitivita dielektrika
f	frekvence vlny
f_B	frekvence, při níž dochází k Braggovu rozptylu
F	konstanta daná geometrií a parametry materiálů tvořících okolní prostředí planárních rezonátorů
h	jeden z rozměrů vodivé plošky ve tvaru písmene I
\mathbf{H}	vektor intenzity magnetického pole
H_x, H_y, H_z	složky intenzity magnetického pole ve směru os x , y a z
$H_x(\text{no wires}), H_y(\text{no wires}), H_z(\text{no wires})$	složky intenzity magnetického pole ve směru os x , y a z simulované bez přítomnosti drátů
i	proud
i_x	proud na vstupu elementární buňky ze směru osy x
i_z	proud na vstupu elementární buňky ze směru osy z
j	imaginární jednotka
$k= \mathbf{k} =\beta-j\alpha$	konstanta šíření

k_0	konstanta šíření v okolním prostředí
k_x, k_y, k_z	složky vlnového vektoru ve směru os x, y a z
\mathbf{k}	vlnový vektor
l	jeden z rozměrů vodivé plošky ve tvaru písmene I
L_0	indukčnost okolního prostředí
L'_0	indukčnost na jednotku délky okolního prostředí
L_{LHM}	příčná indukčnost vedení
L_{RHM}	podélná indukčnost vedení
L'_{RHM}	podélná indukčnost vedení na jednotku délky
λ_0	délka vlny v okolním prostředí
λ_g	vlnová délka vlny v prostředí
M	jeden z krajních bodů nedělitelné Brillouinovy zóny
μ_0	permeabilita vakua
μ_{eff}	(relativní) negativní permeabilita
μ_r	relativní permeabilita dielektrika
n	celočíslný index
n_{eff}	efektivní index lomu
p	celočíslný index
$P(f)$	přenosová funkce
q	celočíslný index
\mathbf{r}	polohový vektor v přímém prostoru
R	poloměr drátů
\mathbf{S}	Poyntingův vektor
$\mathbf{S}_{stř}$	střední hodnota Poyntingova vektoru
$\mathbf{S}_{stř}$ (no wires)	střední hodnota Poyntingova vektoru simulovaná bez přítomnosti drátů
S_{11}	koeficient odrazu
S_{21}	koeficient přenosu
u	napětí
u_n	napětí na začátku n -té elementární buňky
u_x	napětí na vstupu elementární buňky ze směru osy x
u_z	napětí na vstupu elementární buňky ze směru osy z
v	jeden z rozměrů vodivé plošky ve tvaru písmene I
$v(\mathbf{r})$	periodická funkce
v_g	skupinová rychlost
v_p	fázová rychlost
w	tloušťka vodivé plošky ve tvaru písmene I
W	energie elektromagnetického pole
x	osa souřadné soustavy
X	jeden z krajních bodů nedělitelné Brillouinovy zóny
y	osa souřadné soustavy
Y	příčná admitance náhradního obvodu vedení
Y_0	charakteristická admitance okolního prostředí
Y'	příčná admitance na jednotku délky náhradního obvodu vedení
z	osa souřadné soustavy
Z	podélná impedance náhradního obvodu vedení
Z_0	charakteristická impedance okolního prostředí
Z'	podélná impedance na jednotku délky náhradního obvodu vedení

Z_C	charakteristická impedance vedení
ω	úhlová frekvence
ω_0	konstanta daná geometrií a parametry materiálů tvořících okolní prostředí planárních rezonátorů
ω_B	úhlová frekvence, při níž dochází k Braggovu rozptylu
ω_p	(úhlová) plazmová frekvence

Seznam použitých zkratek

EMG	Electromagnetic Band Gap
LH	Left-Handed
LHM	Left-Handed Material
PBG	Photonic Band Gap
RH	Right-Handed
RHM	Right-Handed Material
TEM	transverzálně elektro-magnetický

1. Úvod

1.1 Periodické struktury

Periodické struktury se vyskytují všude kolem nás: v neživé přírodě (například krystaly nejsou nic jiného než periodická prostředí tvořená opakujícími se částicemi), ale i v tělech živých organismů (například v peří ptáků či v křídlech motýlů [1]). S jejich využitím v technické praxi souvisí samozřejmě i jejich umělá výroba.

Jevy odehrávající se v periodických strukturách jsou známy již dlouho. Bragg po roce 1912 ukázal, že rentgenové záření se může šířit krystalem pouze při splnění určitých podmínek a že v jiných případech je odraženo. Chování elektronů v krystalech bylo popsáno Schroedingerovou rovnicí a bylo zjištěno, že elektrony mohou nabývat pouze určitých energetických stavů. Brillouin a Parodi popsali v roce 1956 šíření mechanických vln periodickým prostředím a poukázali na analogii mechanických a elektrických jevů.

V současné době nabývají periodické struktury velkého významu v oblasti mikrovlnné techniky. Interakce elektromagnetických vln mikrovlnné části spektra s periodickými prostředím je analogií k jevům výše popsaným. Periodických struktur lze využít například pro filtraci [2], zlepšení vazby na vázaných vedeních [3], zlepšení vlastností zesilovačů [4], zvýšení zisku planárních antén [5], realizaci směrových antén [6], vlnovodů [7], vysokoimpedančních zemních rovin [8], či prostředí se záporným efektivním indexem lomu [9].

1.2 Cíle diplomové práce

Cílem této práce je seznámit se se způsoby analýzy periodických struktur, poté s využitím simulátoru CST Microwave Studio analyzovat konkrétní periodické struktury (tzv. kompozitní materiály): Postup analýzy pomocí simulátoru nejprve ověřit na známých strukturách tvořených rovnoběžnými vodivými válečky a planárními rezonátory, jednu ze struktur realizovat a proměřit a následně srovnat výsledky měření s výsledky získanými teoreticky a s výsledky z literatury. Simulátor nakonec využít k analýze nové a dosud neznámé struktury tvořené vodivými ploškami ve tvaru písmene I.

2. Teoretická část

2.1 Popis periodických struktur

V elektrotechnice pod pojmem periodické struktury rozumíme taková prostředí, jejichž elektrické vlastnosti (permitivita, permeabilita a vodivost) se periodicky, tj. opakovaně, mění v prostoru. Pokud na takové prostředí dopadá elektromagnetická vlna, dochází právě díky těmto změnám k mnohonásobným interakcím mezi dopadající vlnou a prostředím, odrazům a interakcím mezi dopadající a odraženými vlnami. Důsledkem je typická vlastnost periodických prostředí – silná disperze a existence propustných a zádržných pásem ve spektru. Elektromagnetické vlny se periodickým prostředím mohou šířit pouze v určitých propustných frekvenčních pásmech. Ta jsou od sebe oddělena zádržnými pásmy, ve kterých se vlny naopak šířit nemohou a jsou odráženy.

Zde popsané jevy se uplatňují, je-li vlnová délka srovnatelná s periodou struktury. Odlíšné jevy nastávají, pokud je vlnová délka mnohem větší než perioda struktury. Budou podrobně popsány v kapitole 2.2.

Periodické struktury bývají tvořeny dielektrickými nebo vodivými tělisky periodicky vloženými do prostředí. Dělíme je na jednorozměrné, dvourozměrné a trojrozměrné. Příkladem jednorozměrné periodické struktury mohou být otvory periodicky vyleptané v zemní rovině pod mikropáskem, jako příklad dvourozměrné periodické struktury může být struktura tvořená rovnoběžnými vodivými či dielektrickými válečky ekvidistantně umístěnými do prostředí, trojrozměrnou periodickou strukturou je například „Yablonovite“ [1] – struktura tvořená otvory periodicky vyvrtanými pod určitými úhly do dielektrika.

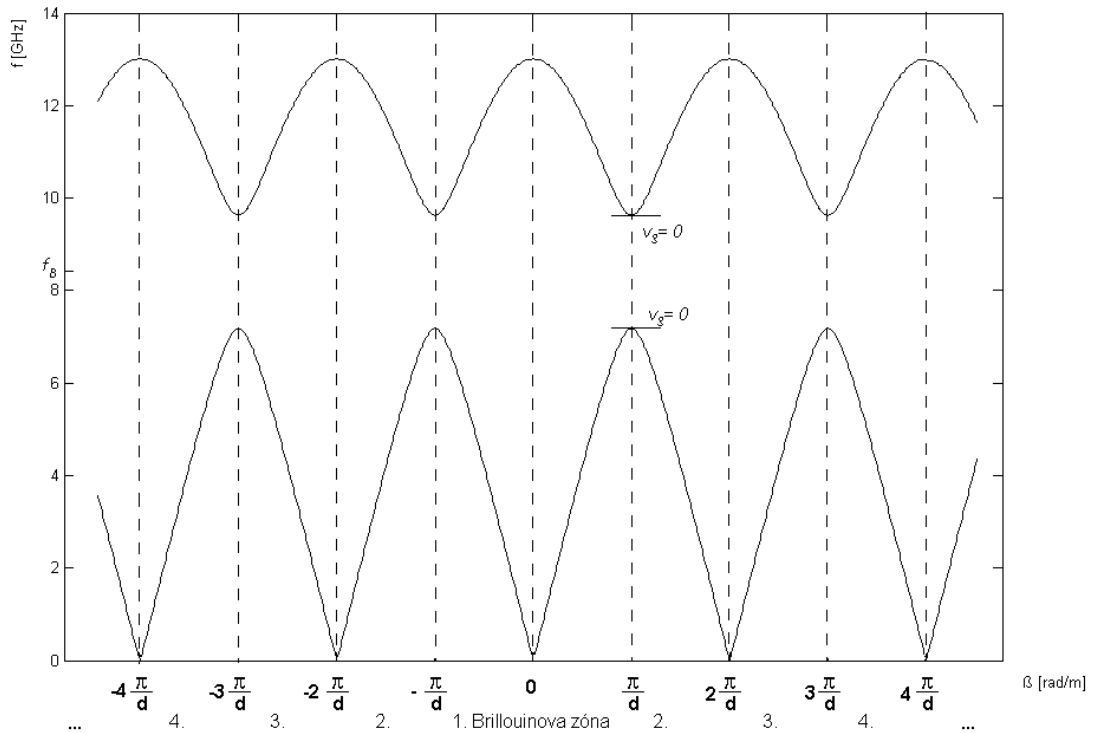
Hlavním cílem analýzy periodických struktur je zjištění jejich disperzních vlastností – jejich chování v různých oblastech kmitočtového spektra elektromagnetických vln. Výstupem analýzy (nejen periodických struktur) potom bývá tzv. disperzní diagram. Ten je grafickým zobrazením tzv. disperzní rovnice, která svazuje frekvenci f (případně úhlovou frekvenci ω) a fázovou konstantu β šířící se vlny. ($\beta = \text{Re}\{k\}$, kde k je konstanta šíření.) Na vodorovnou osu bývá vynesena β (případně fázový posuv na délku jedné elementární buňky βd) a na svislou f (případně ω , či nějakým způsobem normovaná frekvence). Jednotlivé křivky potom odpovídají jednotlivým vidům elektromagnetických vln, které se mohou prostředím šířit. Tyto vidy se nazývají Blochovy vidy.

Z disperzního diagramu je možné odečíst mnohé důležité informace - umístění propustných a zádržných pásem, počet vidů vybuzených při dané frekvenci, ale také například velikost fázové rychlosti v_p (dané směrnici spojnice daného bodu křivky s počátkem) a skupinové rychlosti v_g (dané směrnici tečny daného bodu křivky). Disperzní diagram je použitelný i pro dvourozměrné struktury, kdy na vodorovné osy vynášíme složky fázové konstanty ve směrech os souřadného systému a místo křivek odpovídajících jednotlivým vidům zobrazujeme plochy.

Mějme nekonečně dlouhou periodickou strukturu tvořenou diskontinuitami vzdálenými od sebe o vzdálenost d , jak je naznačeno na obrázku 2.1. (Pozn.: Při analýze disperzních charakteristik periodických struktur bývá uvažována struktura s nekonečným množstvím prvků. Podle zkušeností autora této práce se však typické vlastnosti periodických struktur výrazně projevují již u struktury tvořené přibližně pěti prvky.) Lze dokázat [10], že frekvence elektromagnetické vlny šířící se takovým prostředím je periodickou funkcí fázové konstanty. Ukázka odpovídajícího disperzního je na obrázku 2.2. (Diagram je získán řešením disperzní rovnice (2.50) pro periodickou L-C strukturu, přičemž hodnoty parametrů jsou: $d = 8 \text{ mm}$, $Y = j\omega 11,91 \cdot 10^{-9} \text{ S}$, $Z = j\omega 84 \cdot 10^{-15} \Omega$, $Z_0 = 120\pi \Omega$.)



Obr. 2.1 Náčrt jednorozměrné periodické struktury



Obr. 2.2 Ukázka disperzního diagramu jednorozměrné periodické struktury

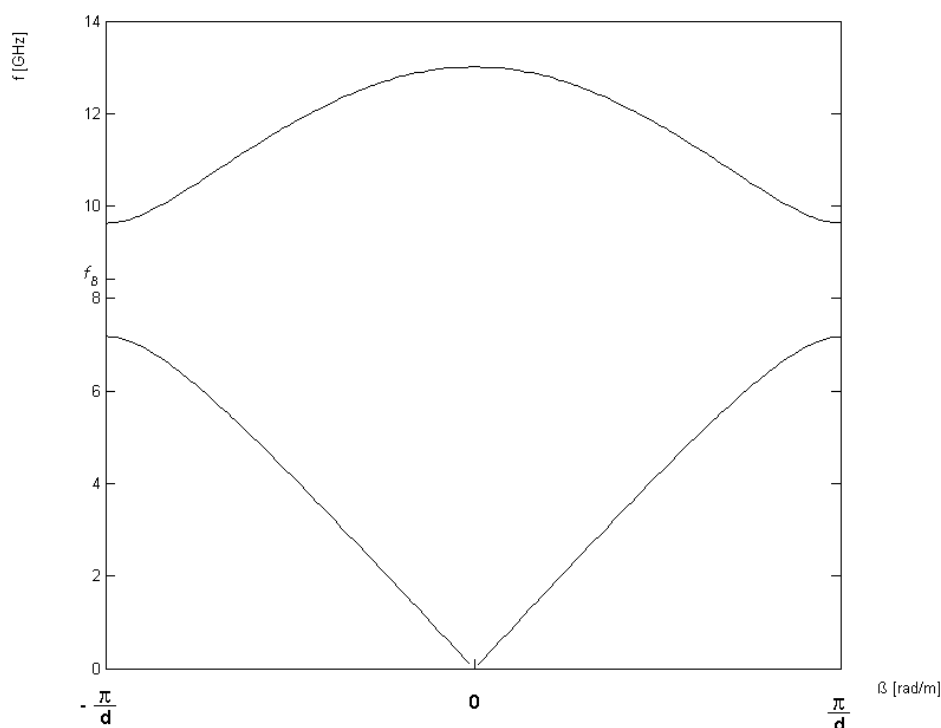
Vidíme, že frekvence se v závislosti na vlnovém vektoru opakuje s periodou $\frac{2\pi}{d}$. Hodnoty fázové konstanty lišící se o tuto periodu jsou fyzikálně nerozlišitelné a při analýze se tedy stačí omezit na interval $-\frac{\pi}{d} \leq \beta < \frac{\pi}{d}$. Disperzní diagram se potom redukuje na zobrazení ukázané na obrázku 2.3. Tento interval se nazývá 1. Brillouinova zóna. Vyšší

Brillouinovy zóny jsou pouze posunuté kopie částí 1. Brillouinovy zóny, jak je ukázáno ve spodní části obrázku 2.2.

Lze dokázat, a je to dobře viditelné na obrázcích 2.2 a 2.3, že na hranicích Brillouinových zón je skupinová rychlost šířící se vlny nulová. To odpovídá stojatému vlnění - vlna se tedy do prostředí nešíří, ale je odrážena. Tento jev je způsoben vícenásobnými odrazy od diskontinuit a interferencemi a nazývá se Braggův rozptyl. Nastává při splnění podmínky

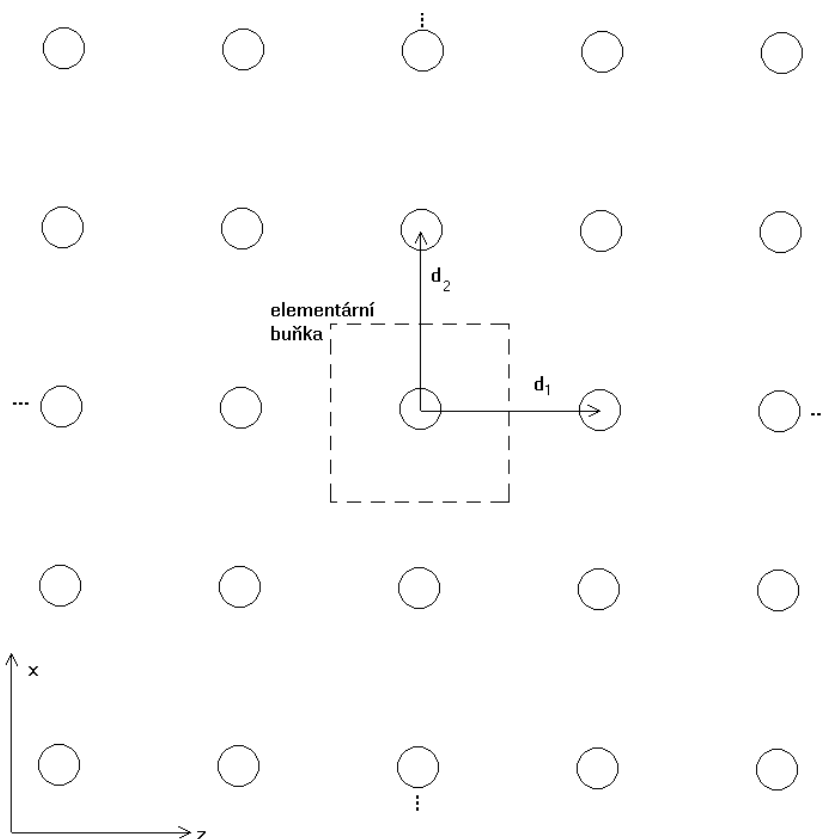
$$\beta = \frac{\pi}{d} \Leftrightarrow \lambda_g = 2d \quad , \quad (2.1)$$

kde λ_g je vlnová délka na struktuře. Této podmínce odpovídá frekvence f_B . Na obrázcích vidíme, že v jejím okolí se nenachází žádná křivka. Jedná se o zádržné pásmo, které od sebe odděluje propustná pásma odpovídající jednotlivým Blochovým vidům. Anglicky se zádržné pásmo nazývá „Band Gap“ a struktury využívající Braggova rozptylu se v literatuře označují „Photonic Band Gap (PBG)“ nebo „Electromagnetic Band Gap (EMG)“.



Obr. 2.3 Dispersní diagram z obrázku 2.2 redukovaný na 1. Brillouinovu zónu

Analýza dvourozměrných periodických struktur je zobecněním analýzy jednorozměrných struktur. Řadu diskontinuit rozšíříme na mříž v dvourozměrném - tzv. přímém prostoru (v souřadné soustavě s osami x a z), kde jsou rozteče mezi diskontinuitami definovány pomocí tzv. základních mřížových vektorů \mathbf{d}_1 a \mathbf{d}_2 , jak je naznačeno na obrázku 2.4. Struktura je tvořena kopiemi tzv. elementární buňky, které vzniknou translací pomocí základních mřížových vektorů.

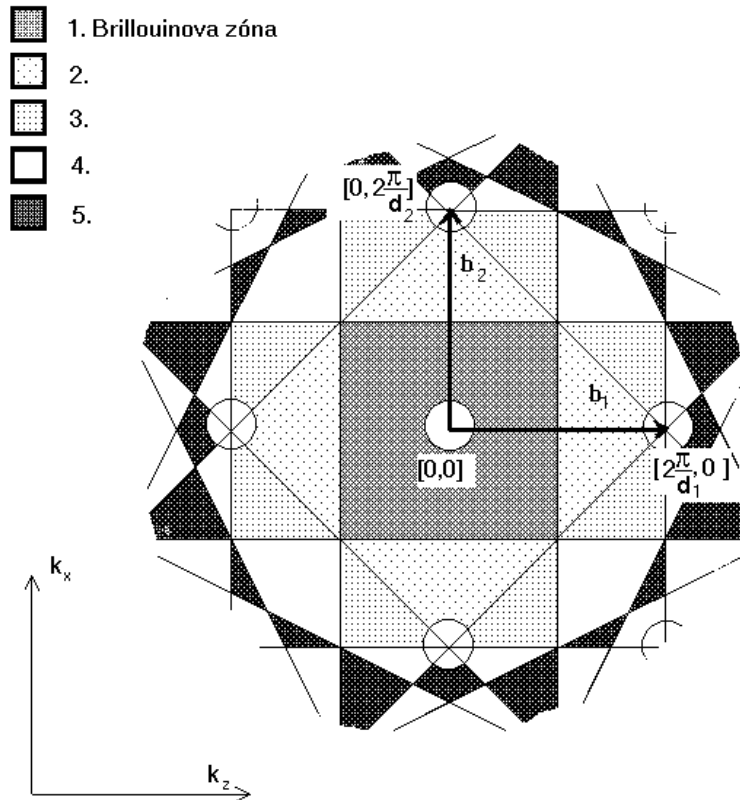


Obr. 2.4 Ukázka dvourozměrné periodické struktury – zde tvořena čtvercovou mříží

Skalární fázovou konstantu zobecníme na dvourozměrný vlnový vektor \mathbf{k} . Ten leží v tzv. recipročním prostoru, který je určen souřadnou soustavou s osami k_x a k_z reprezentujícími složky vlnového vektoru ve směru os x a z přímého prostoru). (Poznámka: Z důvodu shody značení s literaturou budeme nadále v této kapitole, nebude-li uvedeno jinak, uvažovat bezztrátové prostředí a považovat vlnový vektor za reálný a namísto složek fázové konstanty s označením β_x a β_z budeme používat označení k_x a k_z .) Reciproká mříž je definována pomocí základních vektorů recipročné mříže \mathbf{b}_1 a \mathbf{b}_2 , které jsou se základními mřížovými vektory svázány vztahem

$$\mathbf{d}_p \cdot \mathbf{b}_q = 2\pi\delta_{pq}; \quad \delta_{pq} = \begin{cases} 0; & p \neq q \\ 1; & p = q \end{cases} \quad (2.2)$$

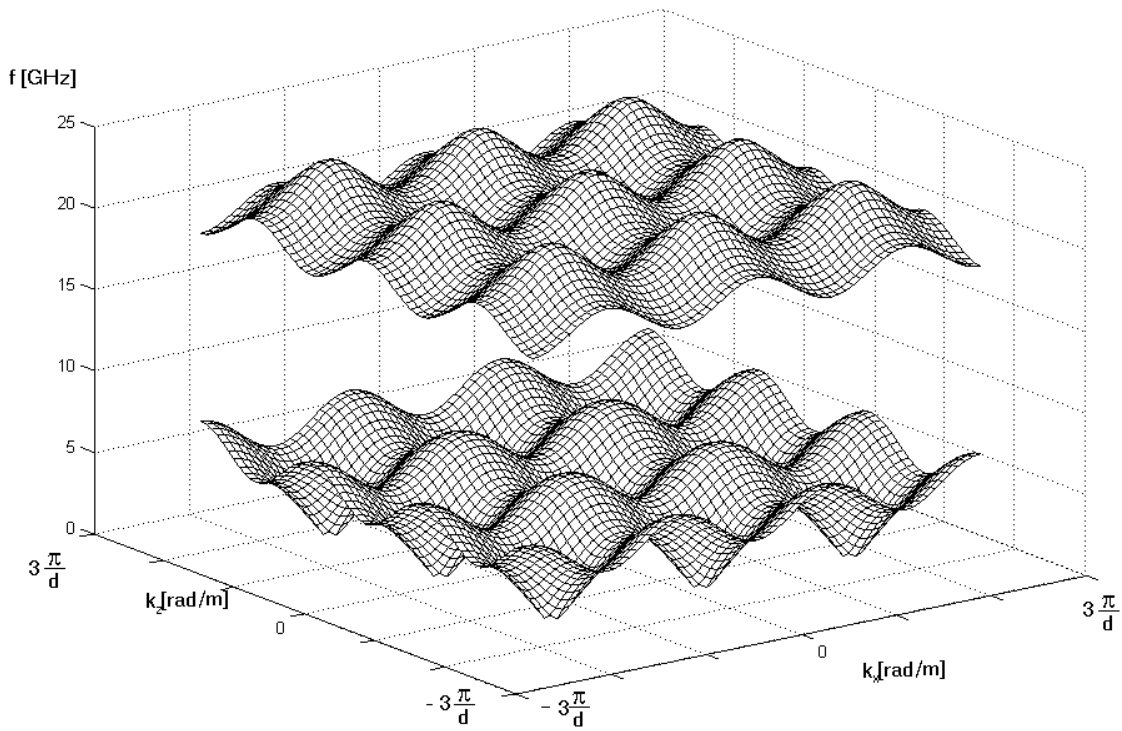
Ve dvourozměrném recipročním prostoru jsou také definovány Brillouinovy zóny. 1. Brillouinova zóna je nejmenší mnohoúhelník vytvořený kolem počátku a omezený souborem přímek procházejících kolmo středy vektorů, které spojují počátek s uzly recipročné mříže. Vyšší Brillouinovy zóny jsou tvořeny vždy jako nejbližší větší mnohoúhelník, od něhož je odečtena nejbližší nižší Brillouinova zóna. Náčrt reciprokého prostoru příslušejícího přímému prostoru z obrázku 2.4 spolu s prvními pěti Brillouinovými zónami je na obrázku 2.5.



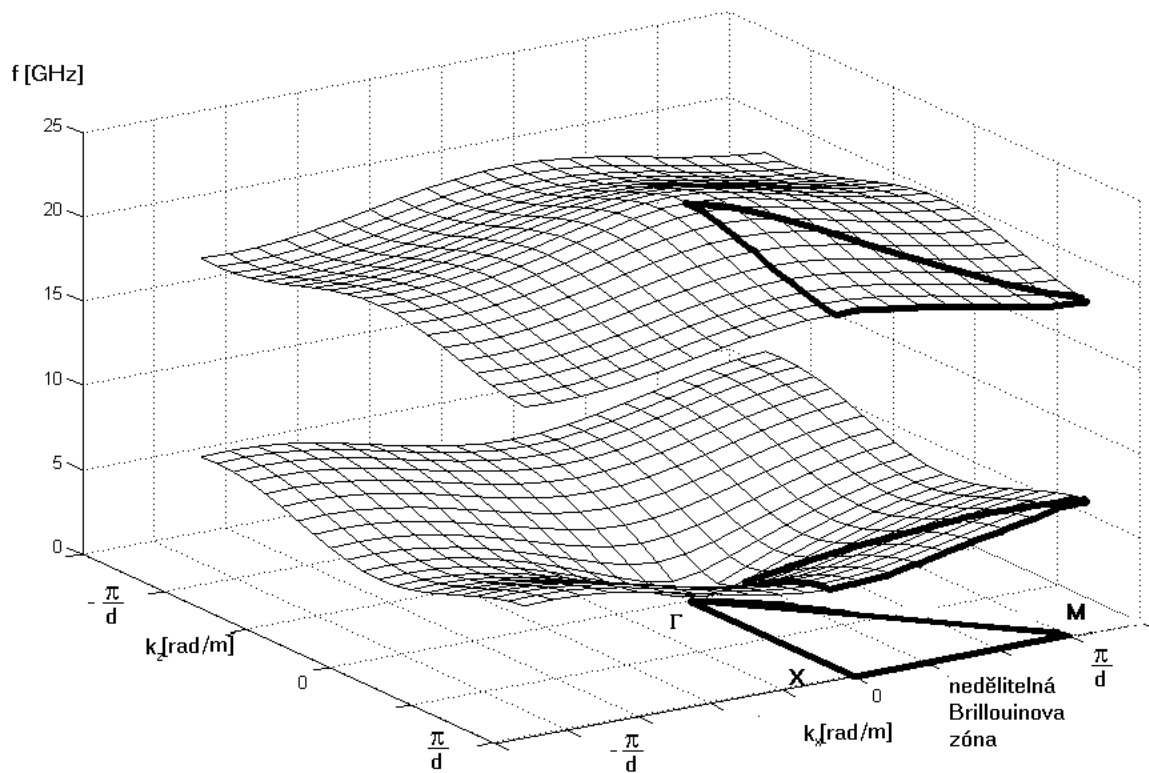
Obr. 2.5 Reciproká mříž odpovídající struktuře z obrázku 2.4

Disperzní diagram dvourozměrných struktur je tvořen plochami vyneseny nad dvourozměrným reciprokým prostorem, které odpovídají jednotlivým Blochovým vidům. Jedná se tedy o závislost frekvence na velikosti a směru vlnového vektoru.

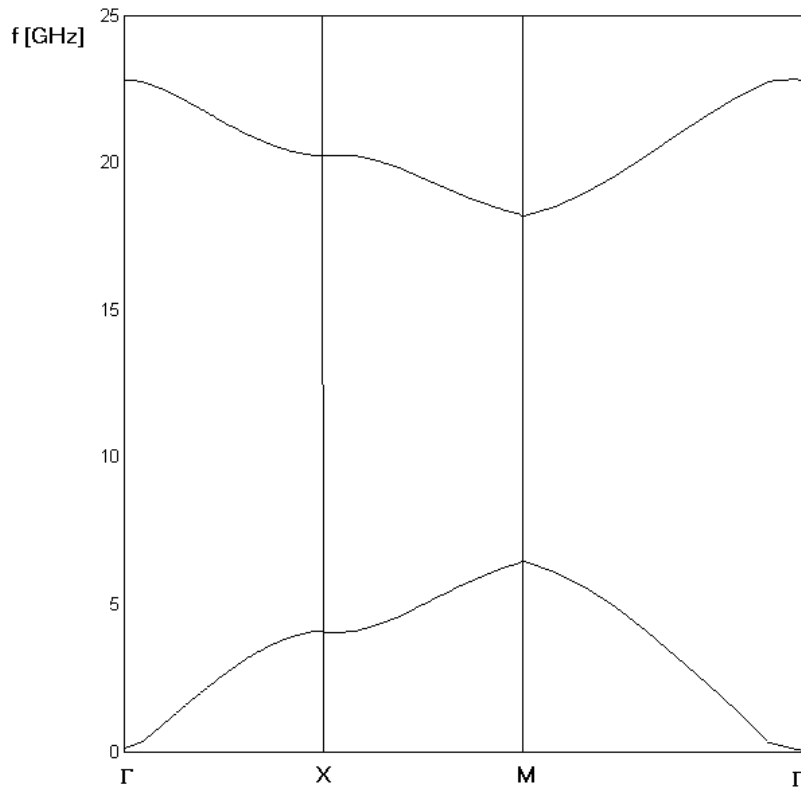
Analogicky s jednorozměrným případem je frekvence vln šířících se dvourozměrným periodickým prostředím také periodickou funkcí - zde ovšem v závislosti na dvou proměnných - k_x a k_z , jak vidíme na obrázku 2.6. (Ten byl získán řešením disperzní rovnice (2.52) pro dvourozměrnou periodickou L-C strukturu, přičemž hodnoty parametrů jsou: $d = 8 \text{ mm}$, $Y = j\omega 11,91 \cdot 10^{-9} \text{ S}$, $Z = j\omega 84 \cdot 10^{-15} \Omega$, $Z_0 = 120\pi \Omega$.) Disperzní diagram je opět možno zredukovat pouze na 1. Brillouinovu zónu, jak je ukázáno na obrázku 2.7. I v tomto redukovaném disperzním diagramu jsou ovšem nadbytečné informace – pro úplný popis stačí vzít v úvahu tzv. nedělitelnou Brillouinovu zónu, která je také zobrazena na obrázku 2.7. Zbytek 1. Brillouinovy zóny je totiž tvořen jejími identickými kopiemi. Vzhledem k tomu, že trojrozměrný graf je stále poměrně nepřehledný, disperzní diagram je obvykle zobrazen dvourozměrně, přičemž vlnový vektor se mění po hranicích nedělitelné Brillouinovy zóny mezi jejími krajními body, které se označují jako Γ , X a M . Takový disperzní diagram, získaný z diagramu na obrázku 2.7, je prezentován na obrázku 2.8. Lze z něj jednoduše zjistit vlastnosti periodické struktury pro libovolný (v rovině xz) směr šíření vlny.



Obr. 2.6 Ukázka disperzního diagramu dvourozměrné periodické struktury



Obr. 2.7 Disperzního diagram z obrázku 2.6 redukováný na 1. Brillouinovu zónu



Obr. 2.8 Disperzní diagram z obrázku 2.7 redukovaný na hranice nedělitelné Brillouinovy zóny

Analýza trojrozměrných periodických struktur je analogií analýzy dvourozměrných struktur, jen dochází k rozšíření ze dvou na tři rozměry v přímém i recipročním prostoru. Disperzní diagram je používán pouze ve variantě odpovídající hranicím nedělitelné Brillouinovy zóny.

Lze ukázat [11], že pro složky pole elektromagnetické vlny šířící se periodickým prostředím platí (zde uvažujeme dvourozměrnou periodickou strukturu v rovině xz a složku E_y intenzity elektrického pole):

$$E_y(\mathbf{r}) = e^{j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} v(\mathbf{r}) \quad , \quad (2.3)$$

kde \mathbf{r} je polohový vektor v přímém prostoru a $v(\mathbf{r})$ je periodická funkce:

$$v(\mathbf{r} + p\mathbf{d}_1 + q\mathbf{d}_2) = v(\mathbf{r}), \quad p, q - \text{celá čísla} \quad . \quad (2.4)$$

Rozložení pole ve všech elementárních buňkách je identické a liší se pouze fází:

$$E_y(\mathbf{r} + p\mathbf{d}_1 + q\mathbf{d}_2) = e^{j\mathbf{k}\cdot(p\mathbf{d}_1 + q\mathbf{d}_2)} E_y(\mathbf{r}) \quad . \quad (2.5)$$

To znamená, že pro popis pole v periodické struktuře nám stačí analyzovat pouze jednu elementární buňku, na jejíž hranicích jsou aplikovány periodické okrajové podmínky, vyjádřené komplexní exponenciálou ve vztahu (2.5), které simulují nekonečně rozlehlou

strukturu a definují polohu vlnového vektoru v recipročním prostoru. Toto je velmi důležitý závěr a na jeho principu funguje řada analytických i numerických postupů pro zjišťování disperzních charakteristik periodických struktur.

Disperzní charakteristiky lze získat například použitím programu CST Microwave Studio, a to následujícím postupem: Po namodelování elementární buňky aplikujeme na její okraje v příslušných směrech periodické okrajové podmínky (Periodic Boundary Conditions). Pro každý směr nastavíme fázový posun (Periodic Boundary Phase Shift), který odpovídá skalárnímu součinu vlnového vektoru \mathbf{k} s příslušným základním mřížovým vektorem v argumentu exponenciální funkce ve vztahu (2.5). Fázové posuvy nám tedy určují složky vlnového vektoru, neboli bod v recipročním prostoru. Pro každé nastavení fázových posuvů spustíme „Eigenmode Solver“, který najde rezonanční frekvence struktury. Ty odpovídají frekvencím Blochových vidů, které se strukturou mohou šířit. Opakovaným nastavením fázových posuvů a spouštěním „Eigenmode Solveru“ tedy získáme závislost frekvencí Blochových vidů na vlnovém vektoru, což je hledaná disperzní charakteristika, jejímž grafickým zobrazením je disperzní diagram. Tento postup bude aplikován v kapitole 3 při analýze konkrétních struktur.

Disperzní charakteristiky lze získat i analytickou metodou, jsme-li schopni nějakým způsobem - například kaskádní maticí - popsat elementární buňku. Tato metoda bude použita na konkrétním případu v následující kapitole.

2.2 Metamateriály se zápornou permitivitou a permeabilitou

Již v roce 1969 byla předpovězena možnost existence materiálů s negativní permitivitou a permeabilitou [12]. Přírodní materiály s takovými vlastnostmi neexistují, ale podařilo se je vytvořit uměle. Jsou tvořeny periodickými kovovými strukturami, jejichž perioda opakování d je mnohem kratší než vlnová délka λ_0 vlny šířící se okolním prostředím

$$d \ll \lambda_0 \quad , \quad (2.6)$$

nebo pro vícerozměrný případ

$$|\mathbf{d}_1|, |\mathbf{d}_2|, |\mathbf{d}_3| \ll \lambda_0 \quad . \quad (2.7)$$

Je-li tato podmínka splněna, šířící se vlna nevnímá jednotlivé elementy, ale prostředí se jí jeví jako homogenní a je možné pro něj definovat efektivní parametry prostředí - efektivní permitivitu ϵ_{eff} a efektivní permeabilitu μ_{eff} :

$$\mathbf{D} = \epsilon_{eff} \epsilon_0 \mathbf{E} \quad , \quad (2.8)$$

$$\mathbf{B} = \mu_{eff} \mu_0 \mathbf{H} \quad , \quad (2.9)$$

kde \mathbf{D} je vektor indukce elektrického pole, ϵ_0 je permitivita vakua, \mathbf{E} je vektor intenzity elektrického pole, \mathbf{B} je vektor indukce magnetického pole, μ_0 je permeabilita vakua a \mathbf{H} je vektor intenzity magnetického pole. Na základě efektivní permitivity a permeability je dále možno definovat efektivní index lomu n_{eff} [13]:

$$n_{eff} = \pm \sqrt{\epsilon_{eff} \mu_{eff}} \quad . \quad (2.10)$$

Takto definovaný materiál skládající se z jednotlivých elementů nazýváme kompozitní materiál nebo metamateriál. V obecnějším slova smyslu lze vlastně za kompozitní materiál považovat libovolný materiál, protože se skládá z jednotlivých atomů a molekul.

Rozebereme si jednotlivé možnosti dané znaménky efektivní permitivity a permeability. Jsou-li ϵ_{eff} i μ_{eff} kladné, potom n_{eff} je reálný a kladný a konstanta šíření k dle vztahu

$$k = \frac{\omega}{c_0} n_{eff} \quad , \quad (2.11)$$

kde ω je úhlová frekvence vlnění a c_0 je rychlost světla ve vakuu, je také reálná a kladná. Vlna se tedy může šířit. Z Maxwellových rovnic pro rovinnou monofrekvenční vlnu šířící se izotropním prostředím a z rovnic (2.8) a (2.9) vyplývá:

$$\mathbf{k} \times \mathbf{E} = \omega \mu_{eff} \mu_0 \mathbf{H} \quad , \quad (2.12)$$

$$\mathbf{k} \times \mathbf{H} = -\omega \epsilon_{eff} \epsilon_0 \mathbf{E} \quad , \quad (2.13)$$

kde \mathbf{k} je vlnový vektor. Pro ϵ_{eff} i μ_{eff} kladné tvoří tedy vektory \mathbf{E} , \mathbf{H} a \mathbf{k} ortogonální systém daný pravidlem pravé ruky. Takto se chovají „běžné“ materiály, které se mohou nazývat „right-handed“ materiály (RHM).

Je-li buď ϵ_{eff} kladné a μ_{eff} záporné, nebo ϵ_{eff} záporné a μ_{eff} kladné, potom je n_{eff} imaginární. Imaginární je i k a elektromagnetická vlna se tedy takovým prostředím nemůže šířit.

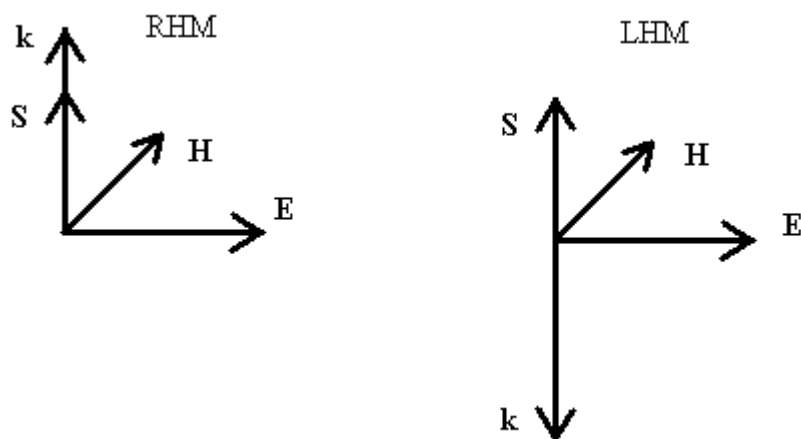
Poslední možnost nastává, pokud jsou ϵ_{eff} i μ_{eff} záporné. Aby byla dodržena kauzalita [9], je nutno při výpočtu n_{eff} pomocí rovnice (2.10) vybrat záporný kořen. n_{eff} je potom reálný a záporný, stejně jako k . Vlna se tedy může šířit. Dosazením záporných hodnot ϵ_{eff} i μ_{eff} do (2.12) a (2.13) zjistíme, že vektory \mathbf{E} , \mathbf{H} a \mathbf{k} tvoří ortogonální systém daný pravidlem levé ruky. Tyto materiály proto nazýváme „left-handed“ materiály (LHM).

Směr šíření energie vlny je určen Poyntingovým vektorem \mathbf{S} , který je dán vztahem

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad . \quad (2.14)$$

Vidíme tedy, že zatímco v běžných RHM prostředích je směr změny fáze (daný \mathbf{k}) a směr šíření energie stejný, v LHM prostředích jsou tyto směry opačné. Situace je naznačena na obr. 2.9. Vlnu, jejíž směry změny fáze a šíření energie jsou opačné, nazýváme „zpětná vlna“ („backward wave“).

Lze dokázat [12], že LHM materiály mají mnohé zajímavé vlastnosti, jako je opačný Dopplerův jev, opačné Čerenkovovo záření a opačný Snellův zákon. Těchto jevů lze využít k soustředování či rozptylu elektromagnetických vln, viz např. [14]. Tyto teoreticky předpovězené vlastnosti již byly experimentálně prokázány - viz např. [15].



Obr. 2.9 Vektory \mathbf{E} , \mathbf{H} , \mathbf{S} , \mathbf{k} vlny šířící se RHM (vlevo) a LHM (vpravo) prostředím.
 $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$; $\mathbf{E} \perp \mathbf{S}, \mathbf{k}$; $\mathbf{H} \perp \mathbf{S}, \mathbf{k}$

Je vhodné zmínit skutečnost, že efektivní permitivita a permeabilita mohou nabývat současně záporných hodnot pouze v případě, že se jedná o disperzní prostředí, to znamená v případě, že jsou jejich hodnoty frekvenčně závislé [12]. Pro nedisperzní prostředí totiž platí vztah

$$W = \varepsilon_0 \varepsilon_{eff} |\mathbf{E}|^2 + \mu_0 \mu_{eff} |\mathbf{H}|^2, \quad (2.15)$$

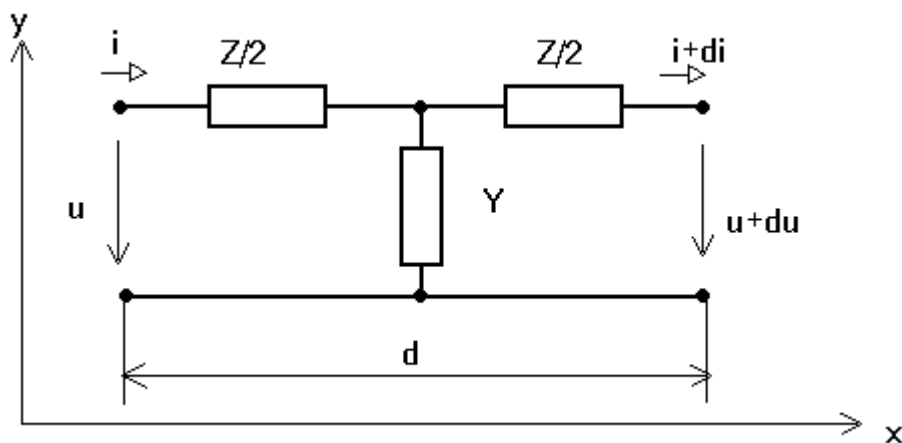
kde W je energie elektromagnetického pole, tudíž pro současně záporné hodnoty ε_{eff} a μ_{eff} by byla tato energie záporná. Pro disperzní prostředí ovšem platí vztah

$$W = \varepsilon_0 \frac{\partial(\omega \varepsilon_{eff}(\omega))}{\partial \omega} |\mathbf{E}|^2 + \mu_0 \frac{\partial(\omega \mu_{eff}(\omega))}{\partial \omega} |\mathbf{H}|^2. \quad (2.16)$$

Vidíme, že pro to, aby byla energie kladná, postačí, aby bylo prostředí disperzní a aby byly derivace ve vztahu (2.16) kladné.

2.3 Modelování LHM prostředí pomocí přenosového vedení

Prostředí je možno modelovat pomocí přenosového vedení. Jeho náhradní obvod je v případě splnění podmínky (2.6) tvořen prvky se soustředěnými parametry: podélnou impedancí Z a příčnou admitancí Y . Elementární buňka (v symetrickém tvaru T-článku) délky d takového obvodu je pro jednorozměrný případ naznačena na obrázku 2.10. Zde u , resp. i reprezentuje napětí, resp. proud a du , resp. di jeho změnu na délce d elementární buňky.



Obr. 2.10 Elementární buňka náhradního obvodu vedení reprezentujícího prostředí

Pro takovou strukturu lze psát rovnice

$$\frac{\partial u}{\partial x} = -iZ' \quad (2.17)$$

a

$$\frac{\partial i}{\partial x} = -uY' \quad , \quad (2.18)$$

kde $Z' = Z/d$ je impedance na jednotku délky a $Y' = Y/d$ je admitance na jednotku délky. Sloučením těchto rovnic dostaneme telegrafní rovnici

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + k^2 u = 0 \quad , \quad (2.19)$$

přičemž

$$k = \beta - j\alpha = \pm \sqrt{-Z'Y'} \quad . \quad (2.20)$$

Pro charakteristickou impedanci Z_C vedení platí:

$$Z_C = \sqrt{\frac{Z'}{Y'}} \quad . \quad (2.21)$$

Hodnotám Z' a Y' lze přiřadit hodnoty efektivních materiálových konstant použitím vztahů [16]

$$Z' = j\omega\mu_0\mu_{eff} \Rightarrow \mu_{eff} = \frac{Z'}{j\omega\mu_0} \quad (2.22)$$

a

$$Y' = j\omega\varepsilon_0\varepsilon_{eff} \Rightarrow \varepsilon_{eff} = \frac{Y'}{j\omega\varepsilon_0} \quad (2.23)$$

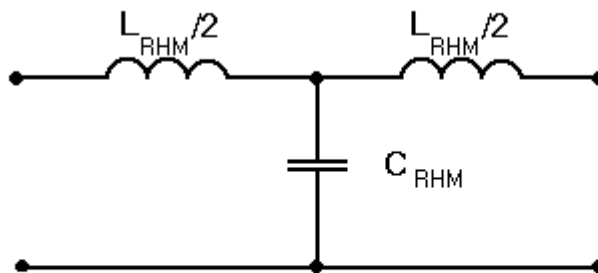
Pokud modelujeme standardní RHM bezztrátové prostředí, podélná impedance je induktivní

$$Z = j\omega L_{RHM} \quad (2.24)$$

a příčná admittance je kapacitní

$$Y = j\omega C_{RHM} \quad (2.25)$$

L_{RHM} a C_{RHM} jsou velikosti podélné indukčnosti, resp. příčné kapacity. Elementární buňka (v symetrickém tvaru T-článku) takového vedení, které má charakter L-C dolní propusti, je naznačena na obrázku 2.11.



Obr. 2.11 Elementární buňka obvodu vedení reprezentujícího RHM prostředí

Dosazením (2.24) a (2.25) do (2.20) a (2.21) obdržíme známé vztahy

$$k = \beta = \pm\omega\sqrt{L'_{RHM}C'_{RHM}} \quad (2.26)$$

a

$$Z_C = \sqrt{\frac{L'_{RHM}}{C'_{RHM}}} \quad (2.27)$$

kde $L'_{RHM} = L_{RHM} / d$ je indukčnost na jednotku délky a $C'_{RHM} = C_{RHM} / d$ je kapacita na jednotku délky.

Pro fázovou rychlost v_p platí

$$v_p = \frac{\omega}{\beta} = \frac{\pm 1}{\sqrt{L'_{RHM} C'_{RHM}}} \quad (2.28)$$

a pro skupinovou rychlost v_g

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial \beta} = \frac{\pm 1}{\sqrt{L'_{RHM} C'_{RHM}}} \quad (2.29)$$

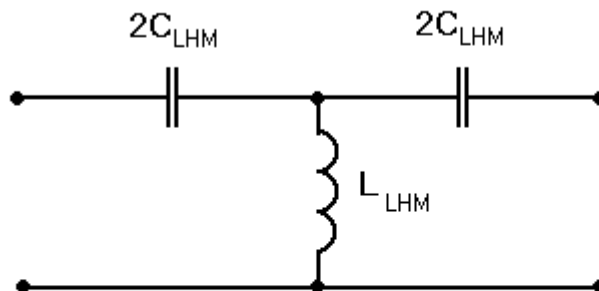
Pokud modelujeme bezztrátové LHM prostředí, použijeme duální strukturu. Podélná impedance bude kapacitní

$$Z = \frac{1}{j\omega C_{LHM}} \quad (2.30)$$

a příčná admittance induktivní

$$Y = \frac{1}{j\omega L_{LHM}} \quad (2.31)$$

C_{LHM} a L_{LHM} jsou velikosti podélné kapacity, resp. příčné indukčnosti. Elementární buňka (v symetrickém tvaru T-článku) takového vedení, které má charakter C-L horní propusti, je naznačena na obrázku 2.12.



Obr. 2.12 Elementární buňka náhradního obvodu vedení reprezentujícího LHM prostředí

Dosazením (2.30) a (2.31) do (2.20) obdržíme konstantu šíření

$$k = \beta = \frac{\pm 1}{\omega \sqrt{L_{LHM} C_{LHM}} d} \quad (2.32)$$

a dosazením (2.30) a (2.31) do (2.21) charakteristickou impedanci

$$Z_C = \sqrt{\frac{L_{LHM}}{C_{LHM}}} \quad (2.33)$$

Pro fázovou rychlost v_p platí

$$v_p = \frac{\omega}{\beta} = \pm \omega^2 \sqrt{L_{LHM} C_{LHM}} d \quad (2.34)$$

a pro skupinovou rychlost v_g

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial \beta} = \mp \omega^2 \sqrt{L_{LHM} C_{LHM}} d \quad (2.36)$$

Vidíme, že fázová a skupinová rychlost mají stejnou velikost, ale opačný směr. To je vlastnost zpětné vlny a je to v souladu se závěry předchozí kapitoly.

Stejných výsledků dosáhneme v případě, že na základě vztahů (2.22) a (2.23) nadefinujeme efektivní permitivitu a permeabilitu jako

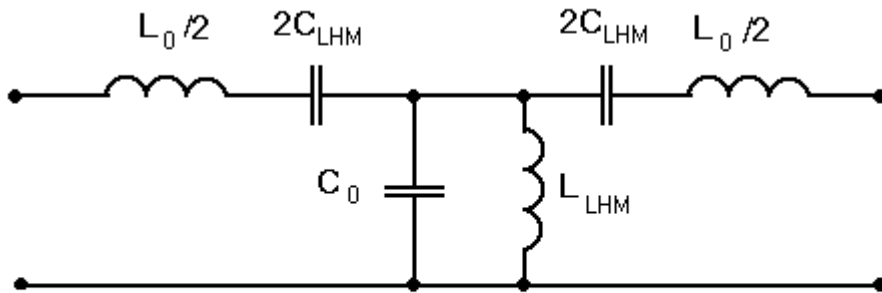
$$\epsilon_{eff} = -\frac{1}{\omega^2 \epsilon_0 C_{LHM} d} \quad (2.37)$$

a

$$\mu_{eff} = -\frac{1}{\omega^2 \mu_0 L_{LHM} d} \quad (2.38)$$

Po dosazení do (2.16) vidíme, že podmínka pro kladnou hodnotu energie elektromagnetického pole je v tomto případě splněna.

Je nutno brát v úvahu, že ve skutečnosti je LHM vedení vždy umístěno v okolním prostředí, které je RHM charakteru. Schéma z obrázku 2.11 je potom nutno modifikovat na schéma na obrázku 2.13. Zde L_0 představuje indukčnost a C_0 kapacitu odpovídající okolnímu prostředí.



Obr. 2.13 Elementární buňka náhradního obvodu vedení reprezentujícího LHM prostředí modifikovaného s uvážením existence okolního prostředí

Aplikováním postupu analogického k výše použitému dojdeme ke vztahům pro efektivní permitivitu a permeabilitu

$$\varepsilon_{eff} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left(C'_0 - \frac{1}{\omega^2 L_{LHM} d} \right) \quad (2.39)$$

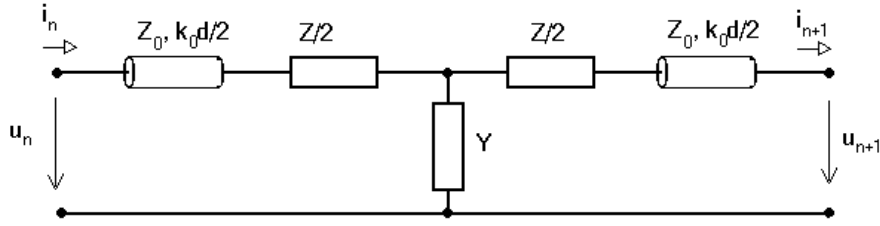
a

$$\mu_{eff} = \frac{1}{\mu_0} \left(L'_0 - \frac{1}{\omega^2 C_{LHM} d} \right) , \quad (2.40)$$

kde $L'_0 = L_0 / d$ je indukčnost na jednotku délky a $C'_0 = C_0 / d$ je kapacita na jednotku délky odpovídající okolnímu prostředí. Vidíme, že prostředí je disperzní a že efektivní parametry prostředí dosahují pod jistou frekvencí záporných hodnot a nad ní kladných hodnot. Po dosazení do (2.16) dále vidíme, že podmínka pro kladnou hodnotu energie elektromagnetického pole je v tomto případě splněna.

2.3.1 Odvození disperzní rovnice

Pro odvození disperzní rovnice vedení, jehož základní buňka je naznačena na obrázku 2.10, použijeme postup pro analýzu periodických struktur analogický k postupu uvedenému v [17].



Obr. 2.14 Elementární buňka náhradního obvodu modifikovaná pro výpočet disperzní rovnice

Základní buňku z obrázku 2.10 modifikujeme na buňku zobrazenou na obrázku 2.14. Jedná se vlastně o n -tou elementární buňku délky d periodického prostředí, nebo vedení, které je periodicky zatíženo T-článkem. u_n je napětí na začátku této elementární buňky a u_{n+1} napětí na jejím konci (tedy na začátku následující $(n+1)$ -té buňky). i_n je proud vstupující do této buňky, i_{n+1} proud vystupující z této buňky (tedy vstupující do následující $(n+1)$ -té buňky). K T-článku z obrázku 2.14 jsou kaskádně připojeny úseky vedení, které charakterizují okolní prostředí. Z_0 je charakteristická impedance a k_0 konstanta šíření příslušející okolnímu prostředí:

$$k_0 = \frac{\omega}{c_0} . \quad (2.41)$$

Vztah mezi veličinami na začátku a na konci buňky lze popsat pomocí kaskádní ABCD matice:

$$\begin{bmatrix} u_n \\ i_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_{n+1} \\ i_{n+1} \end{bmatrix} , \quad (2.42)$$

kteřá vznikne vynásobením kaskádních ABCD matic tří kaskádně zapojených součástí – úseku vedení, našeho T-článku a úseku vedení:

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\left(k_0 \frac{d}{2}\right) & j \sin\left(k_0 \frac{d}{2}\right) \\ j \sin\left(k_0 \frac{d}{2}\right) & \cos\left(k_0 \frac{d}{2}\right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 + \frac{YZ}{2} & \frac{4Z + Z^2 Y}{4Z_0} \\ \frac{Y}{Y_0} & 1 + \frac{YZ}{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\left(k_0 \frac{d}{2}\right) & j \sin\left(k_0 \frac{d}{2}\right) \\ j \sin\left(k_0 \frac{d}{2}\right) & \cos\left(k_0 \frac{d}{2}\right) \end{bmatrix} , \quad (2.43)$$

kde $Y_0 = 1/Z_0$ je charakteristická admitance okolního prostředí. Veličiny na začátku a na konci elementární buňky jsou svázány přes konstantu šíření.

$$u_{n+1} = u_n e^{-jkd} , \quad (2.44)$$

$$i_{n+1} = i_n e^{-jkd} , \quad (2.45)$$

Jedná se vlastně o aplikaci periodických okrajových podmínek daných vztahem (2.5). Toto po dosazení do (2.42) vede na

$$\begin{bmatrix} A - e^{jkd} & B \\ C & D - e^{jkd} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_{n+1} \\ i_{n+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad . \quad (2.46)$$

Disperzní rovnici získáme z podmínky pro existenci netriviálního řešení této soustavy. Touto podmínkou je nulovost determinantu matice z předchozí rovnice:

$$AD + e^{j2kd} - (A + D)e^{kd} - BC = 0 \quad . \quad (2.47)$$

Vzhledem k tomu, že kaskádní ABCD matice v rovnici (2.42) popisuje souměrnou soustavu, platí

$$AD - BC = 1 \quad (2.48)$$

a dostáváme vztah

$$\cos(kd) = \frac{A + D}{2} \quad . \quad (2.49)$$

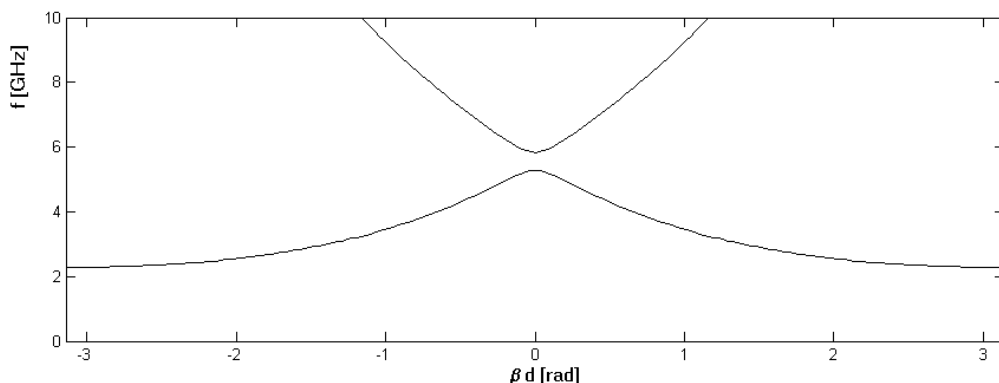
Vynásobením matic v rovnici (2.43), dosazením za A a D do (2.49) a uvažováním bezeztrátového prostředí ($\alpha=0$, $k=\beta$) obdržíme výslednou disperzní rovnici

$$\cos(\beta d) = \cos(k_0(\omega)d) \left(1 + \frac{YZ}{2} \right) + \frac{j}{2} \sin(k_0(\omega)d) \left(\frac{Y}{Y_0} + \frac{Z}{Z_0} + \frac{Z^2 Y}{4Z_0} \right) \quad . \quad (2.50)$$

Dosazením vztahů (2.30) a (2.31) do (2.50) dostaneme disperzní rovnici, v níž figurují hodnoty C_{LHM} a L_{LHM} příslušející prvkům náhradního obvodu pro LHM prostředí:

$$\begin{aligned} \cos(\beta d) = & \cos(k_0(\omega)d) \left(1 - \frac{1}{2\omega^2 C_{LHM} L_{LHM}} \right) \times \\ & - \frac{1}{2} \sin(k_0(\omega)d) \left(\frac{1}{4\omega^3 C_{LHM}^2 L_{LHM} Z_0} - \frac{1}{\omega L_{LHM} Y_0} - \frac{1}{\omega C_{LHM} Z_0} \right) \quad . \quad (2.51) \end{aligned}$$

Ukázka disperzního diagramu pro 1. Brillouinovu zónu vypočteného podle tohoto vztahu programem MATLAB pro zvolené hodnoty prvků náhradního obvodu $C_{LHM} = 84,0 \text{ fF}$, $L_{LHM} = 11,9 \text{ nH}$, $Z_0 = 120\pi \Omega$ a periodu $d = 8 \text{ mm}$ je na obrázku 2.15. Ze sklonu křivky prvního vidu, který začíná na frekvenci $2,28 \text{ GHz}$, vidíme, že mu odpovídá šíření zpětné „left-handed“ (LH) vlny. Druhý vid začínající za nepropustným pásmem ($5,28 - 5,82 \text{ GHz}$) odpovídá šíření běžné „right-handed“ (RH) vlny.



Obr. 2.15 Ukázka disperzního diagramu modelu LHM prostředí

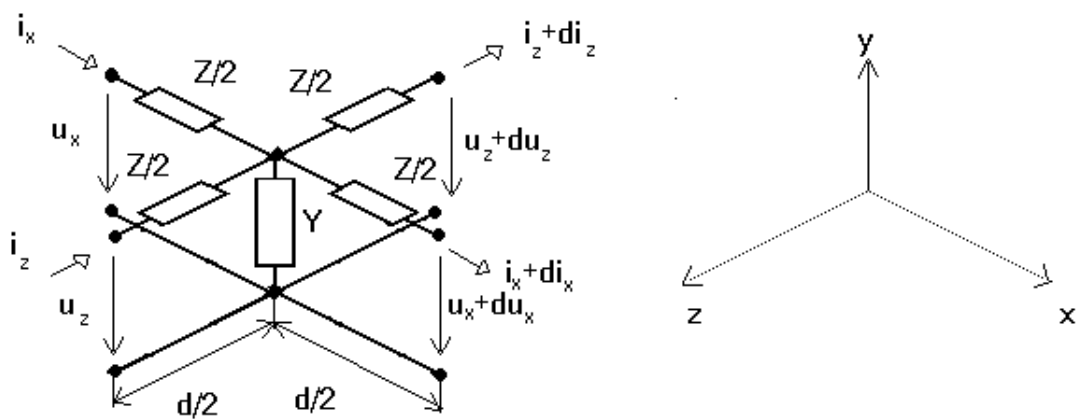
2.3.2 Disperzní rovnice pro dvourozměrné LHM struktury

Dosud jsme při modelování LHM prostředí pomocí přenosového vedení uvažovali pouze jednorozměrný případ. Ten je však možno zobecnit na dvourozměrný. Model potom bere v úvahu všechny možné (v rovině) směry šíření vlny. Elementární buňku prezentovanou na obrázku 2.10 modifikujeme do podoby prezentované na obrázku 2.16, kde uvažujeme čtvercovou strukturu: $d = |\mathbf{d}_1| = |\mathbf{d}_2|$. u_x reprezentuje napětí na vstupu buňky ze směru osy x , du_x jeho změnu na délce d a analogicky pro u_z , du_z , i_x , di_x , i_z a di_z .

Analogicky k postupu odvození disperzní rovnice (2.50) by mělo být možno pro takovou strukturu odvodit disperzní rovnici převzatou z literatury [18]:

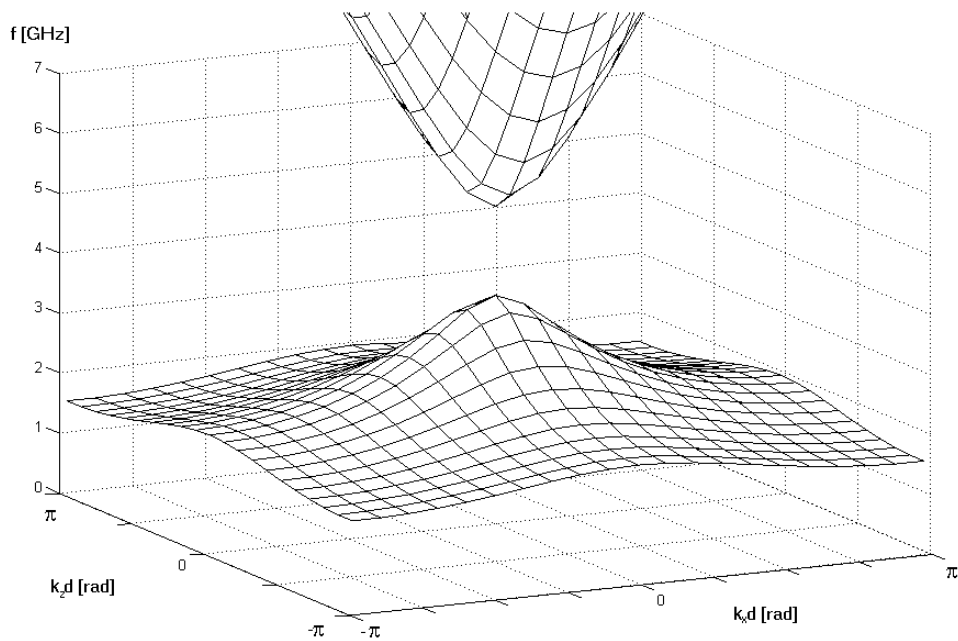
$$\begin{aligned} & \sin^2\left(k_x \frac{d}{2}\right) + \sin^2\left(k_z \frac{d}{2}\right) = \\ & \frac{1}{2} \left(2 \sin\left(k_0(\omega) \frac{d}{2}\right) - j \frac{Z}{Z_0} \cos\left(k_0(\omega) \frac{d}{2}\right) \right) \times \quad , \quad (2.52) \\ & \left(2 \sin\left(k_0(\omega) \frac{d}{2}\right) - j \frac{Y}{2Y_0} \cos\left(k_0(\omega) \frac{d}{2}\right) \right) \end{aligned}$$

kde k_x je konstanta šíření ve směru osy x a k_z je konstanta šíření ve směru osy z .



Obr. 2.16 Elementární buňka náhradního obvodu vedení reprezentujícího prostředí zobecněná na dva rozměry

Ukázka disperzního diagramu pro 1. Brillouinovu zónu vypočteného podle vztahu (2.52) programem MATLAB při uvažování (2.30) a (2.31) a dosazení pro zvolené hodnoty prvků náhradního obvodu $C_{LHM} = 84,0 \text{ fF}$, $L_{LHM} = 11,9 \text{ nH}$, $Z_0 = 120\pi \Omega$ a periodu $d = 8 \text{ mm}$, kde k_x a k_z jsou reálné, je na obrázku 2.17. Z tvaru plochy prvního vidu opět vidíme, že mu odpovídá šíření zpětné LH vlny. Druhý vid začínající za nepropustným pásmem odpovídá šíření běžné RH vlny.



Obr. 2.17 Ukázka disperzního diagramu dvourozměrného modelu LHM prostředí

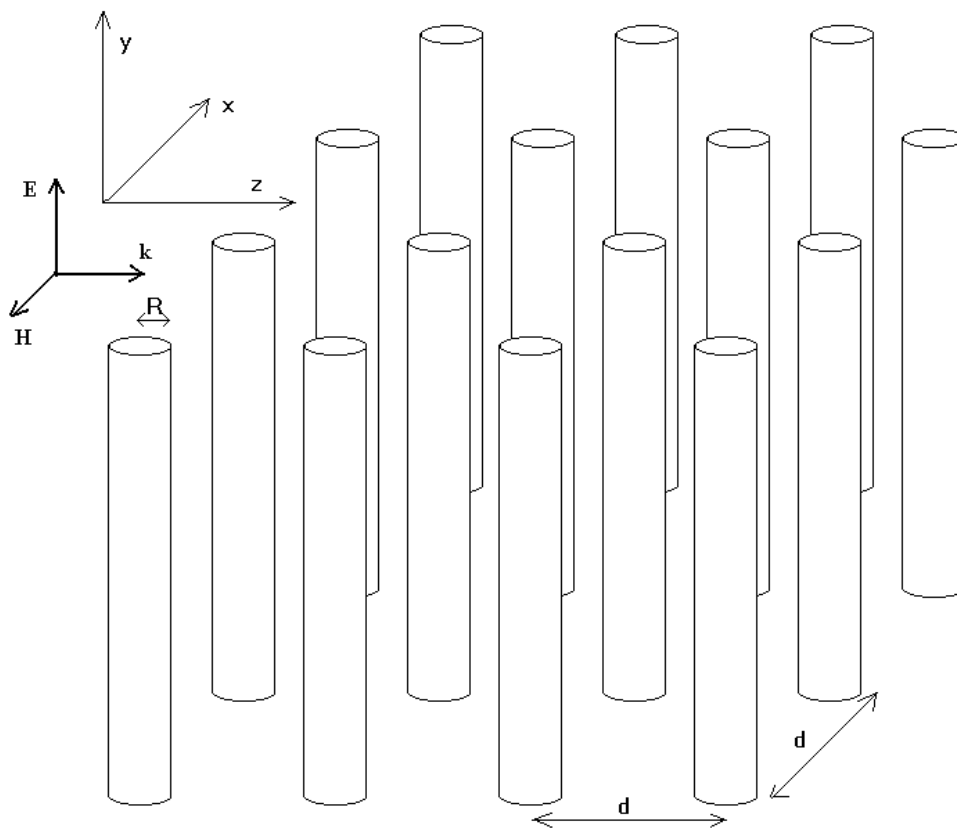
Výše uvedenými postupy lze odvodit disperzní rovnice také pro složitější struktury, známe-li jejich náhradní obvody, viz např. [19].

3. Praktická část

3.1 Kompozitní periodické prostředí tvořené rovnoběžnými vodivými válečky

První z analyzovaných struktur je tvořena rovnoběžnými, teoreticky nekonečně dlouhými vodivými válečky. Konkrétně se jedná o tenké kovové dráty umístěné do dvourozměrné čtvercové periodické mřížky, jak je naznačeno na obrázku 3.1. Dráty mají poloměr R a jsou od sebe vzdáleny o periodu d při splnění podmínky (2.6). Souřadný systém je tvořen osami x , y a z , přičemž dráty jsou rovnoběžné s osou y . V literatuře bývá taková struktura označována jako drátové médium – „Wire Medium“.

V této kapitole budou srovnány disperzní charakteristiky získané teoretickými odvozeními s charakteristikami získanými simulacemi. Dále budou prezentovány výsledky měření vyrobeného vzorku drátového média.



Obr 3.1 Nákres struktury

Lze odvodit, že se taková struktura chová podobně jako magnetovaná plazma. Pro její plazmový kmitočet ω_p platí [20]

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi c_0^2}{d^2 \ln\left(\frac{d}{R}\right)}, \quad (3.1)$$

podle [21] však platí modifikovaný vztah

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi c_0^2}{d^2 \ln\left(\frac{d^2}{4R(d-R)}\right)} \quad (3.2)$$

Rovinné vlně, jejíž vektor intenzity elektrického pole je rovnoběžný s osou y , se jeví, že má toto prostředí, v případě dokonale vodivých vodičů, efektivní permitivitu

$$\varepsilon_{eff} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (3.3)$$

Vidíme, že efektivní permitivita je frekvenčně závislá a vždy je menší než jedna. Pro frekvence menší než plazmový kmitočet je záporná a vlna se nemůže takovým prostředím šířit (předpokládáme, že permeabilita takového prostředí je kladná). Vlna se může šířit až pro frekvence vyšší než je plazmový kmitočet.

Dosadíme-li relativní permitivitu (3.3) do vztahu (2.10) a získaný efektivní index lomu do vztahu (2.11) a předpokládáme-li $\mu_{eff} = 1$ a bezztrátové prostředí, získáme pro naši strukturu disperzní rovnici

$$\beta = \frac{\sqrt{\omega^2 - \omega_p^2}}{c_0} \quad , \quad (3.4)$$

kterou lze modifikovat pro dvourozměrný případ na tvar

$$\sqrt{k_x^2 + k_z^2} = \frac{\sqrt{\omega^2 - \omega_p^2}}{c_0} \quad , \quad (3.5)$$

uvažujeme-li opět kvůli shodě značení s literaturou reálnou konstantu šíření. Je nutno si uvědomit, že tato rovnice platí pouze pro relativně nízké frekvence. Nebere totiž v úvahu Braggův rozptyl, k němuž dochází okolo frekvence ω_B :

$$\omega_B = \sqrt{\left(\frac{\pi c_0}{d}\right)^2 + \omega_p^2} \quad (3.6)$$

získané kombinací vztahů (3.3), (2.1), (2.10) a (2.11). První vid je tedy zdola omezen plazmovou frekvencí a shora přibližně frekvencí ω_B .

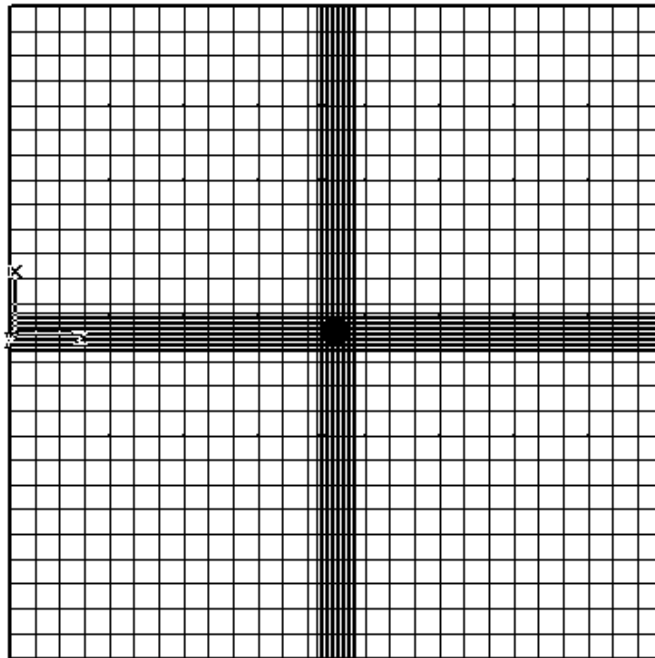
Jiným postupem lze dle [22] odvodit disperzní rovnici

$$\frac{1}{\pi} \log\left(\frac{d}{2\pi R}\right) + \frac{1}{q_z^{(0)} d} \frac{\sin(q_z^{(0)} d)}{\cos(q_z^{(0)} d) - \cos(k_z d)} + \sum_{n \neq 0} \left(\frac{1}{q_z^{(n)} d} \frac{\sin(q_z^{(n)} d)}{\cos(q_z^{(n)} d) - \cos(k_z d)} - \frac{1}{2\pi|n|} \right) = 0 \quad , \quad (3.7)$$

$$q_z^{(n)} = -j \sqrt{\left(k_x + \frac{2\pi n}{d}\right)^2 - k_0^2} \quad . \quad (3.8)$$

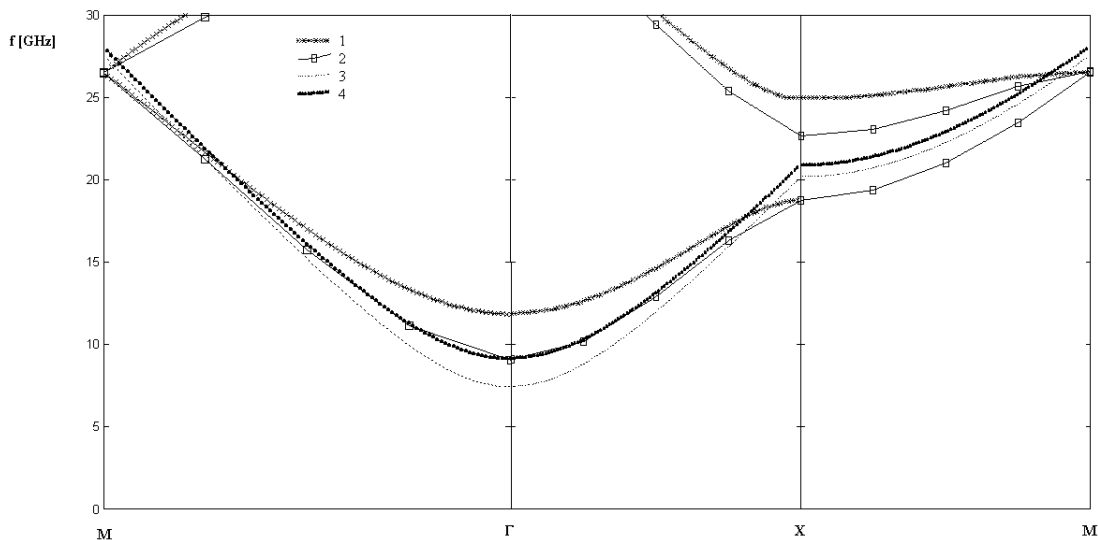
3.1.1 Srovnání disperzních charakteristik získaných simulací a teoretickými výpočty

Cílem této kapitoly bylo srovnat disperzní charakteristiky získané teoreticky vztahy (3.5) a (3.7) s disperzními charakteristikami získanými pomocí simulátoru CST Microwave Studio postupem naznačeným na konci kapitoly 2.1. Pro srovnání byla zvolena struktura tvořena dokonale vodivými drátky o poloměru $R = 0,014$ mm umístěnými s roztečí $d = 8$ mm ve vakuu. Půdorys elementární buňky (spolu s diskretizací prostoru pro numerický výpočet) takové struktury exportovaný z programu CST Microwave Studio je prezentován na obrázku 3.2.



Obr. 3.2 Půdorys elementární buňky analyzované struktury exportovaný z programu CST Microwave Studio

Srovnání výsledků výpočtů a simulací je prezentováno na disperzním diagramu na obrázku 3.3. Křivky označené čísly 1, 3, a 4 byly získány teoretickými výpočty pomocí programu napsaného v jazyce MATLAB. Křivky označené číslem 2 byly získány pomocí „Eigenmode solveru“ programu CST Microwave Studio. Odpovídají vidům, jejichž intenzita elektrického pole je rovnoběžná s dráty. Diagram platí pro hranice nedělitelné Brillouinovy zóny.



Obr. 3.3 Disperzní diagram analyzované struktury

- 1 – dle vztahu (3.7)
- 2 – dle výsledků simulací
- 3 – dle vztahu (3.1) a (3.5)
- 4 – dle vztahu (3.2) a (3.5)

Vidíme, že charakter křivek získaných různými postupy se shoduje a odpovídá teoretickým předpokladům. Na nejnižších frekvencích je nepropustné pásmo způsobené zápornou efektivní permitivitou. První Blochův vid je zdola omezen plazmovým kmitočtem a shora frekvencí odpovídající Braggovu rozptylu. Nad ní je ve směru Γ - X přítomno zádržné pásmo, v ostatních směrech hned navazují vyšší vidy, které však již nejsou postíženy vztahem (3.5) (tedy chybí křivky 3 a 4).

Z obrázku jsou patrné rozdíly mezi výsledky získanými jednotlivými postupy. Kromě toho, že ve směru X - M nebyl dle vztahu (3.7) vůbec nalezen první Blochův vid (tedy chybí křivka 1), jsou také poměrně výrazné rozdíly mezi průběhy křivek. Například ve směru Γ - X se první Blochův vid nachází v oblasti $11,85 - 18,75$ GHz dle křivky 1, oproti $9,06 - 18,70$ GHz dle křivky 2, oproti $7,45 - 20,00$ GHz dle křivky 3 a $9,15 - 20,69$ GHz dle křivky 4. Výsledky simulace (křivka 2) se na nízkých frekvencích velmi dobře shodují s křivkou 4. Na vyšších frekvencích však, jak bylo uvedeno výše, popis pomocí křivek 3 a 4 (daných vztahem (3.5)) selhává a výsledek simulace se velmi dobře shoduje s křivkou 1.

3.1.2 Realizace a měření vzorku periodické struktury

Dalším cílem této kapitoly bylo navrhnout a realizovat vzorek periodické struktury a následným proměřením jeho přenosu ukázat existenci propustných a zádržných pásem ve spektru.

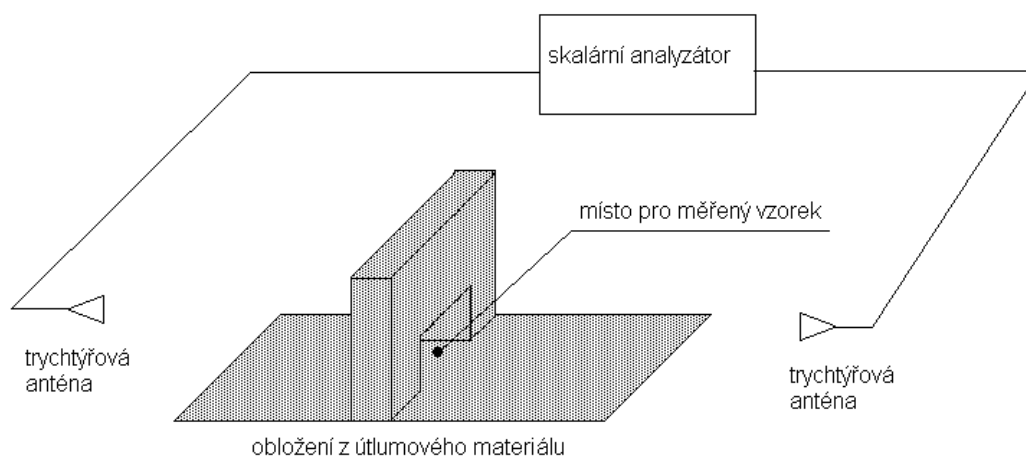
Pro návrh byly použity disperzní rovnice (3.2), (3.4) a (3.7), protože jejich výpočet je velmi rychlý na rozdíl od časově náročných simulací v programu CST Microwave Studio. Při návrhu se vycházelo z poloměru drátu, který byl k dispozici, a z frekvenčního rozsahu, ve kterém jsme byli schopni měřit, přičemž jsme v něm chtěli mít přítomen alespoň první, ale nejlépe i část druhého Blochova vidu. Výsledná navržená struktura je tvořena čtvercovou mřížkou 10×10 měděných drátků o poloměru $R = 0,1$ mm a délce 180 mm. Drátky jsou umístěny s roztečí $d = 14$ mm.

Struktura byla simulována v programu CST Microwave Studio. Byla ozařována ve směru Γ - X rovinnou vlnou (Plane Wave) s intenzitou elektrického pole rovnoběžnou s drátkou. 14 mm za strukturou byla do výšky prostředků drátků umístěna sonda měřící složku intenzity elektrického pole rovnoběžnou s drátkou E_y a sonda měřící složku intenzity magnetického pole kolmou na drátku H_x . Výsledkem simulace byly frekvenční průběhy amplitudy a fáze elektrického a magnetického pole. Totéž bylo následně simulováno znovu, ale tentokrát bez přítomnosti drátků. Výsledkem byly frekvenční průběhy amplitudy a fáze elektrického pole E_y (*no wires*) a magnetického pole H_x (*no wires*). Nakonec byla ze simulovaných průběhů spočítána přenosová funkce $P(f)$ jako frekvenční závislost poměru středních hodnot velikostí Poyntingových vektorů pro oba případy $\mathbf{S}_{stř}$ a $\mathbf{S}_{stř}(\text{nowires})$

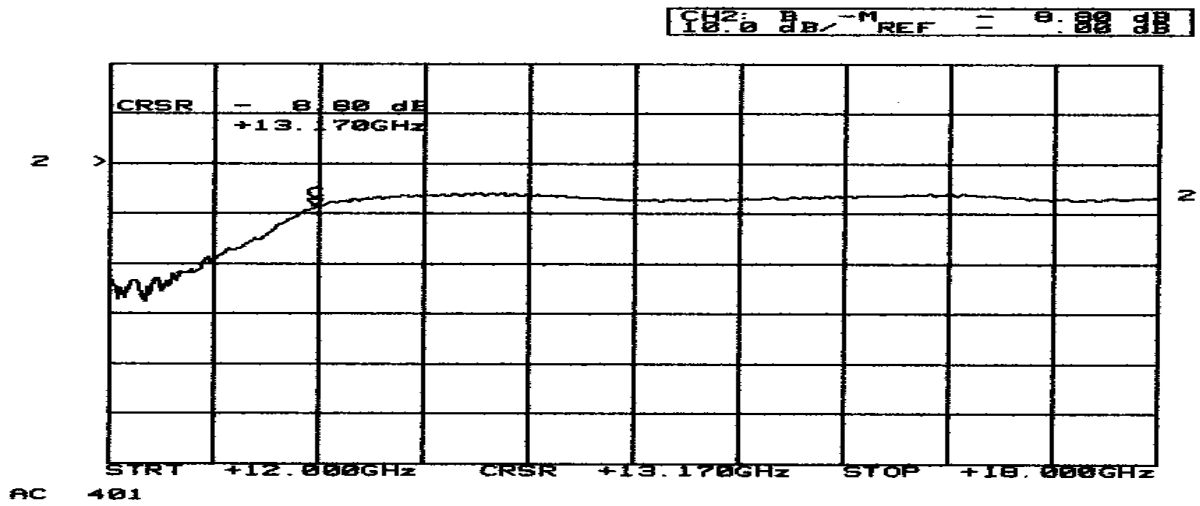
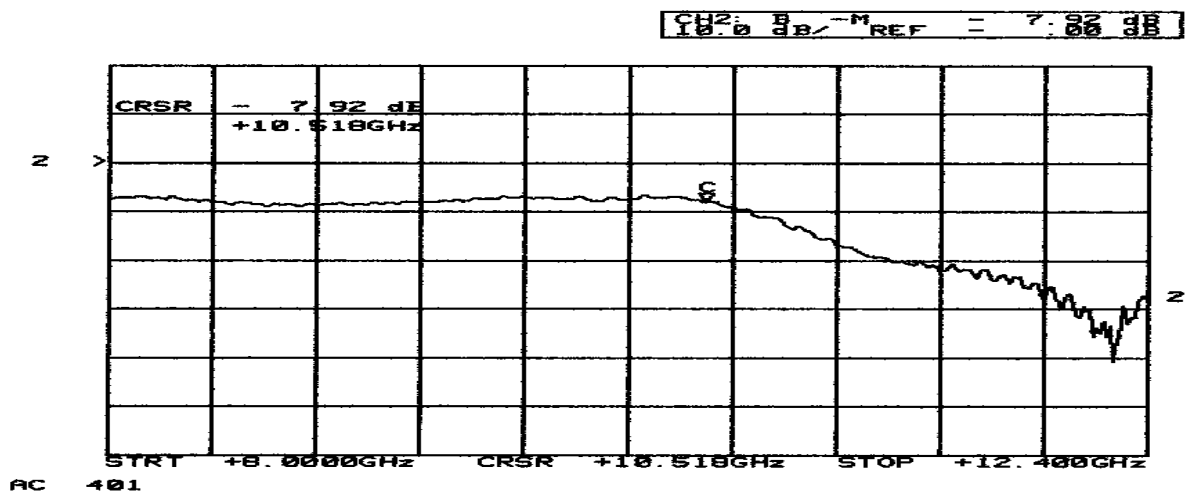
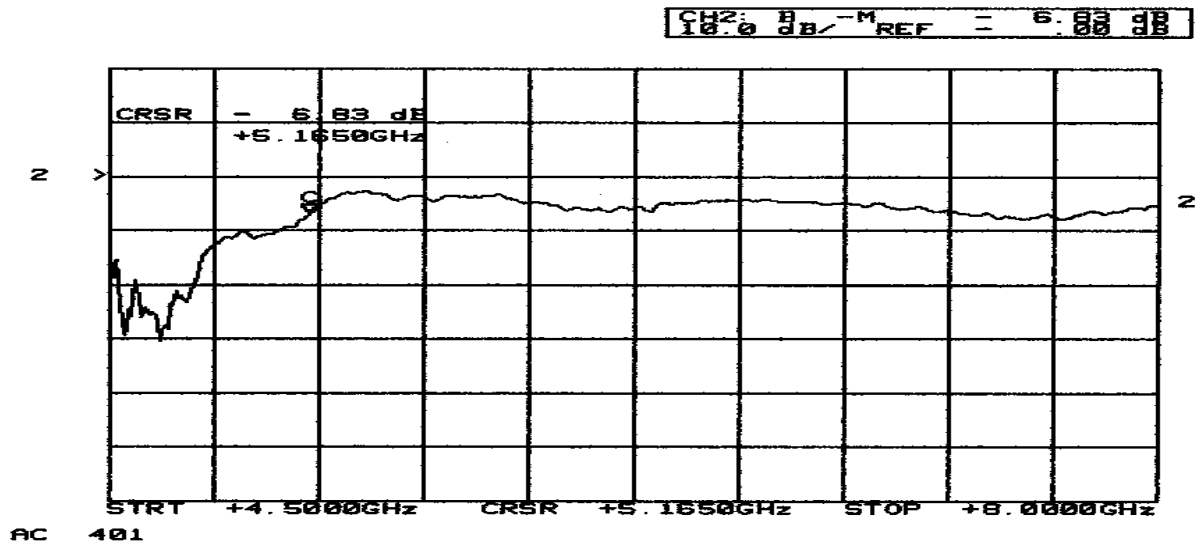
$$P(f) = \frac{|\mathbf{S}_{stř}(f)|}{|\mathbf{S}_{stř}(\text{no wires})(f)|} = \frac{\frac{1}{2} \operatorname{Re}(E_y(f)H_x^*(f))}{\frac{1}{2} \operatorname{Re}(E_{y(\text{no wires})}(f)H_{x(\text{no wires})}^*(f))} \quad (3.9)$$

Vynesemím průběhu přenosové funkce v decibelové míře získáme představu o průběhu přenosu elektromagnetických vln prostředím. Tento postup byl zvolen namísto použití koeficientu přenosu s_{21} proto, že s-parametry není možné v CST Microwave Studiu definovat při buzení rovinnou vlnou.

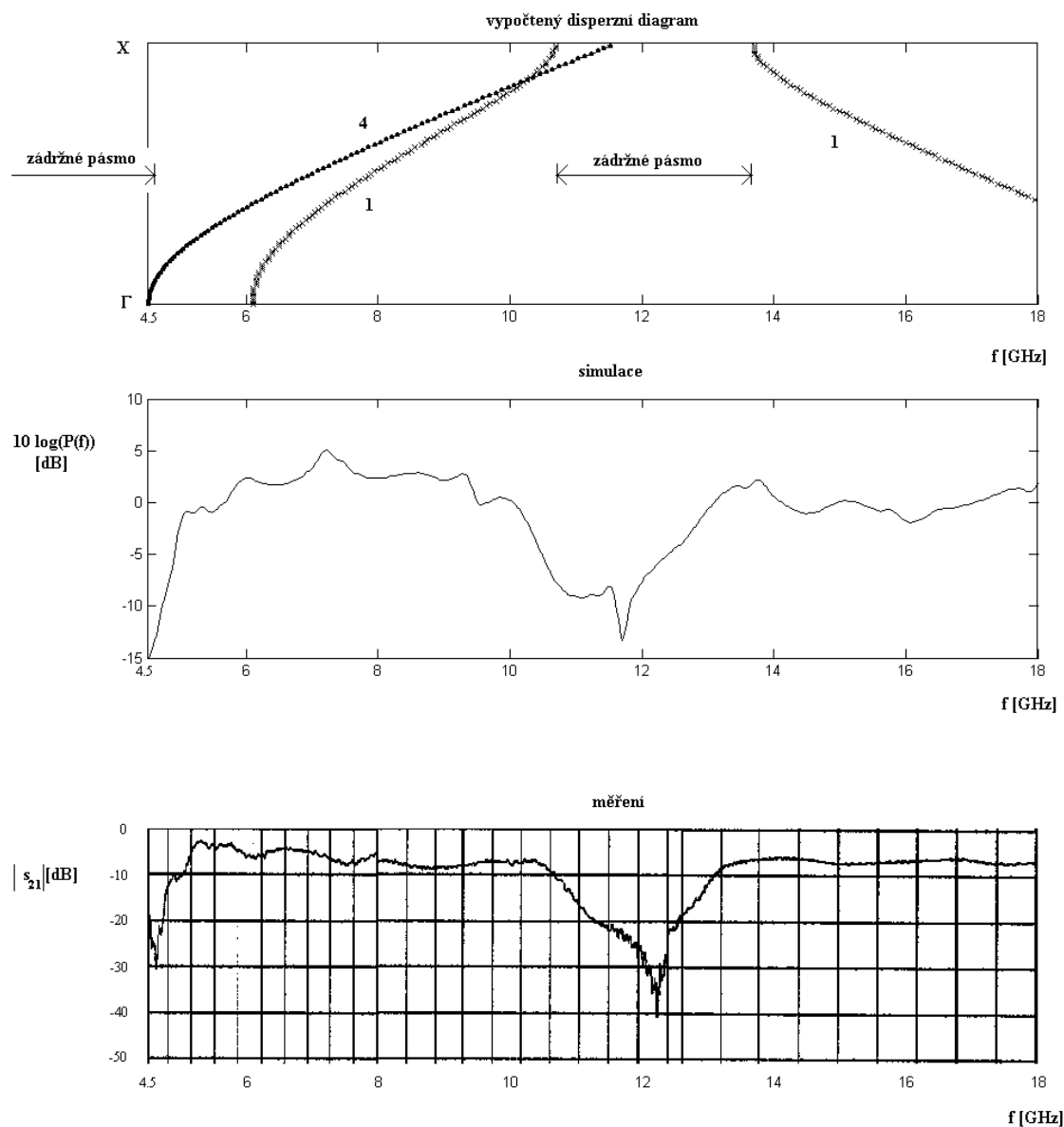
Přenos elektromagnetických vln realizovanou strukturou byl změřen za použití skalárního analyzátoru HP 8757E. Na něj byly připojeny dvojice trychtýřových antén pro použité vlnovody R 70, R 100 a R 140 tak, aby se měřený vzorek nacházel ve vzdálené zóně antén a aby byla intenzita elektrického pole rovnoběžná s drátkou. Měřený vzorek byl obložen útlumovým materiálem potlačujícím nežádoucí šíření a odrazy elektromagnetických vln v okolním prostředí. Proběhla tři měření (pro každou dvojici trychtýřů zvlášť), přičemž analyzátor byl vždy nejprve kalibrován na přenos bez přítomnosti měřeného vzorku. Celkově měření pokrylo pásmo $4,5 - 18\text{ GHz}$. Schéma měřicího zapojení je na obrázku 3.4. Naměřené průběhy koeficientu přenosu pro všechna tři měření jsou na obrázku 3.5. Naměřený průběh koeficientu přenosu sloučený do jednoho grafu včetně srovnání s návrhovou disperzní charakteristikou a simulovaným průběhem přenosové funkce je na obrázku 3.6.



Obr. 3.4 Schéma měřicího zapojení pro měření přenosu elektromagnetických vln realizovanou strukturou



Obr. 3.5 Naměřené průběhy koeficientu přenosu



Obr. 3.6 Nahoře: Disperzní diagram vypočtený dle (3.7) (křivka 1) a dle (3.2) a (3.4) (křivka 4)
 Uprostřed: Simulovaný průběh přenosové funkce
 Dole: Naměřený koeficient přenosu

Měření potvrdilo teoretické předpoklady. Ukázalo existenci zádržného pásma na nejnižších frekvencích, existenci prvního Blochova vidu, existenci zádržného pásma nad prvním Blochovým videm a existenci dalšího Blochova vidu nad tímto zádržným pásmem.

Simulovaný průběh přenosové funkce (definované vztahem (3.9)) tvarově velmi dobře odpovídá naměřenému průběhu koeficientu přenosu.

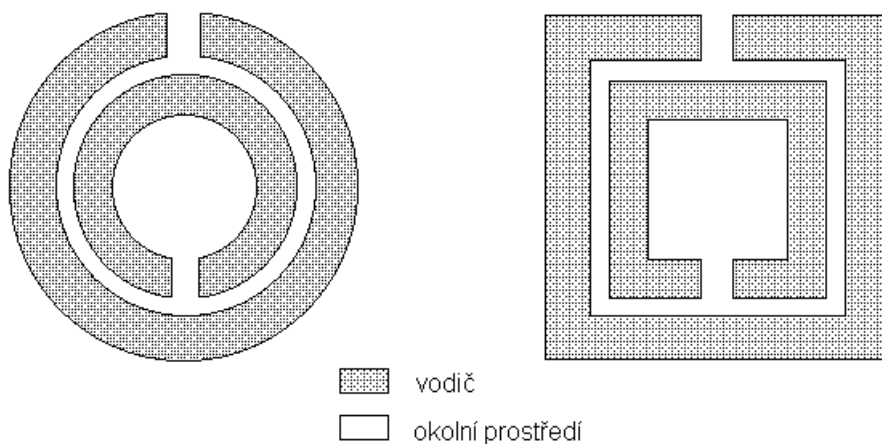
Dolní mezní frekvence prvního vidu vyšla teoreticky (křivka 4 disperzního diagramu) $4,5 \text{ GHz}$, její hodnota dle výsledků měření (definujeme-li jako frekvenci odpovídající poklesu na -10 dB) činila 5 GHz . Horní mezní frekvence prvního vidu vyšla teoreticky (křivka 1 disperzního diagramu) $10,7 \text{ GHz}$, její hodnota dle výsledků měření činila $10,6 \text{ GHz}$. Dolní

mezní frekvence prvního vidu vyšla teoreticky (křivka 1 disperzního diagramu) $13,1\text{ GHz}$, její hodnota dle výsledků měření činila $13,7\text{ GHz}$.

Odlišnosti mezi navrhovanými, simulovanými a naměřenými charakteristikami jsou pravděpodobně způsobeny nepřesnostmi teoretických disperzních rovnic (3.2), (3.4) a (3.7) (tuto skutečnost ukazují již předchozí výsledky prezentované na obrázku 3.3), nepřesnostmi simulace (například kvůli nedostatečné diskretizaci prostoru), konečnými rozměry struktury, nepřesnostmi výroby měřeného vzorku a chybami měření způsobenými např. odrazy od stěn místosti, v níž měření probíhalo.

3.2 Kompozitní periodické prostředí tvořené planárními rezonátory

Další analyzovaná struktura představuje čtvercovou modifikací planárních kruhových rezonátorů podle obrázku 3.7. (Čtvercová modifikace byla zvolena proto, že pravoúhlé struktury lze v CST Microwave Studiu snadněji diskretizovat než oblé struktury.)

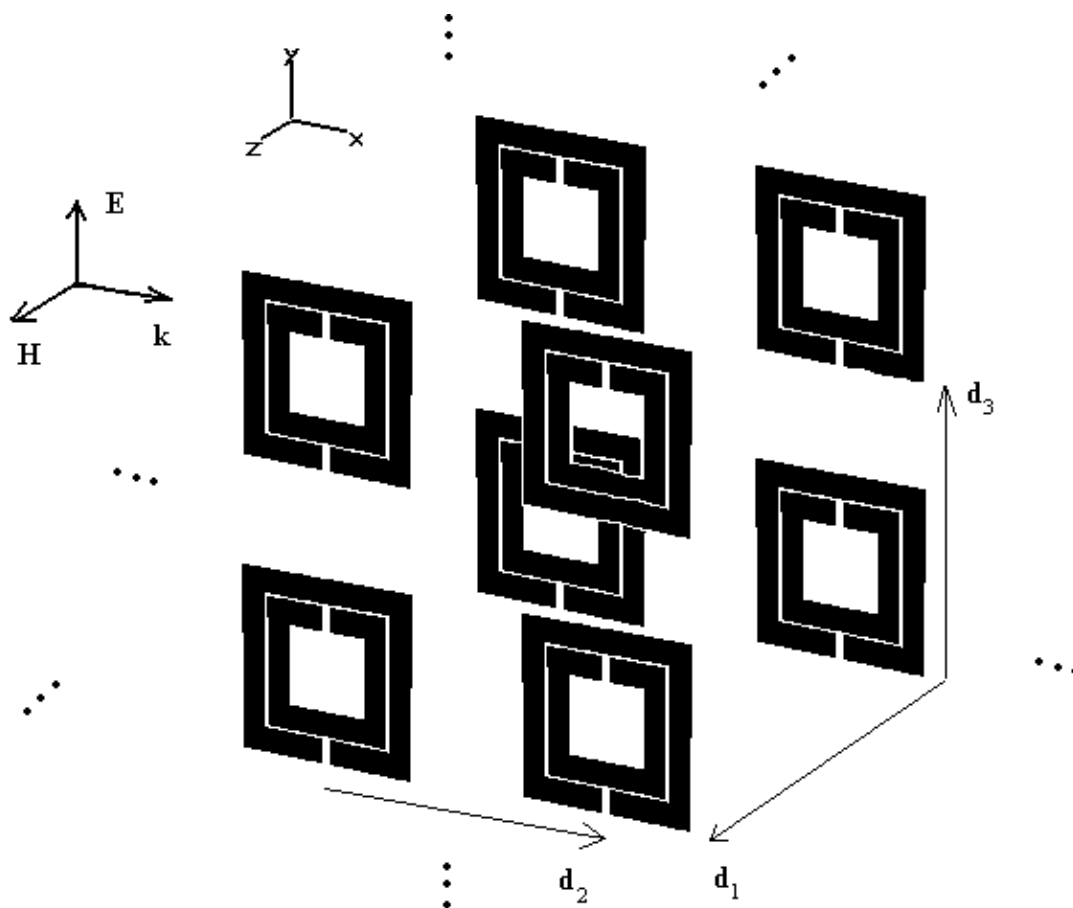


Obr. 3.7 Planární kruhový rezonátor a jeho čtvercová modifikace

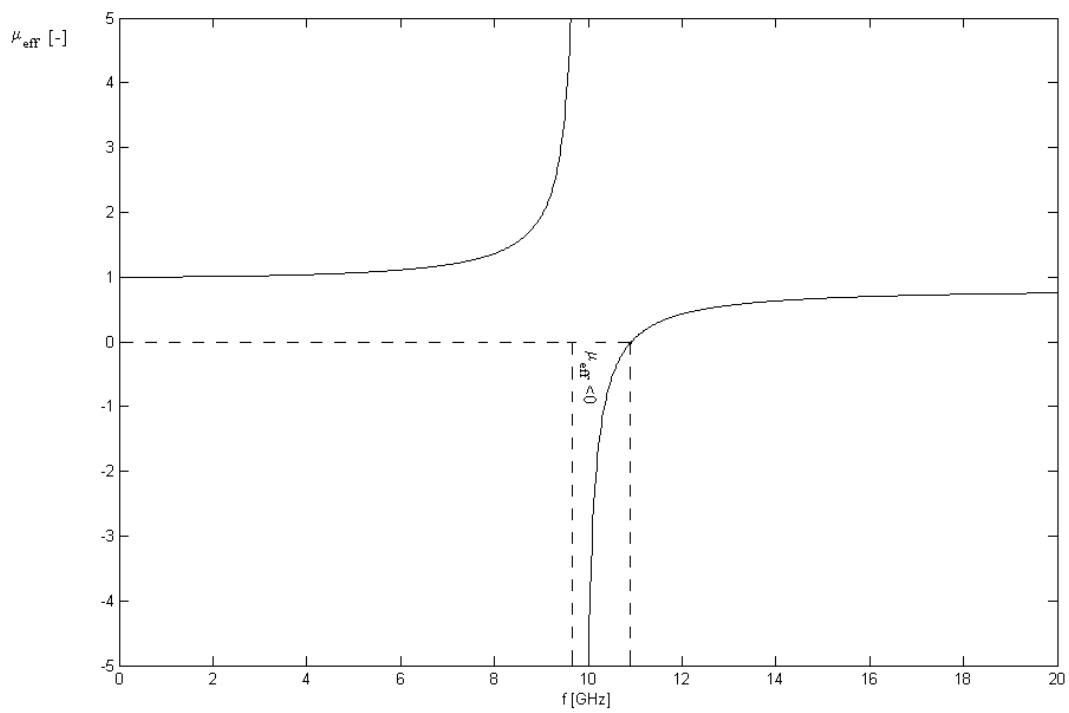
Předpokládejme periodické rozmístění rezonátorů v prostoru s roztečemi $|\mathbf{d}_1|$, $|\mathbf{d}_2|$, a $|\mathbf{d}_3|$ (při splnění podmínky (2.7)), jak je na naznačeno na obrázku 3.8. Pokud na takovou strukturu dopadá rovinná elektromagnetická vlna s intenzitou magnetického pole kolmou na plochu rezonátoru, potom [23] pro efektivní permeabilitu této struktury platí vztah

$$\mu_{eff}(\omega) = 1 - \frac{F\omega^2}{\omega^2 - \omega_0^2}, \quad (3.10)$$

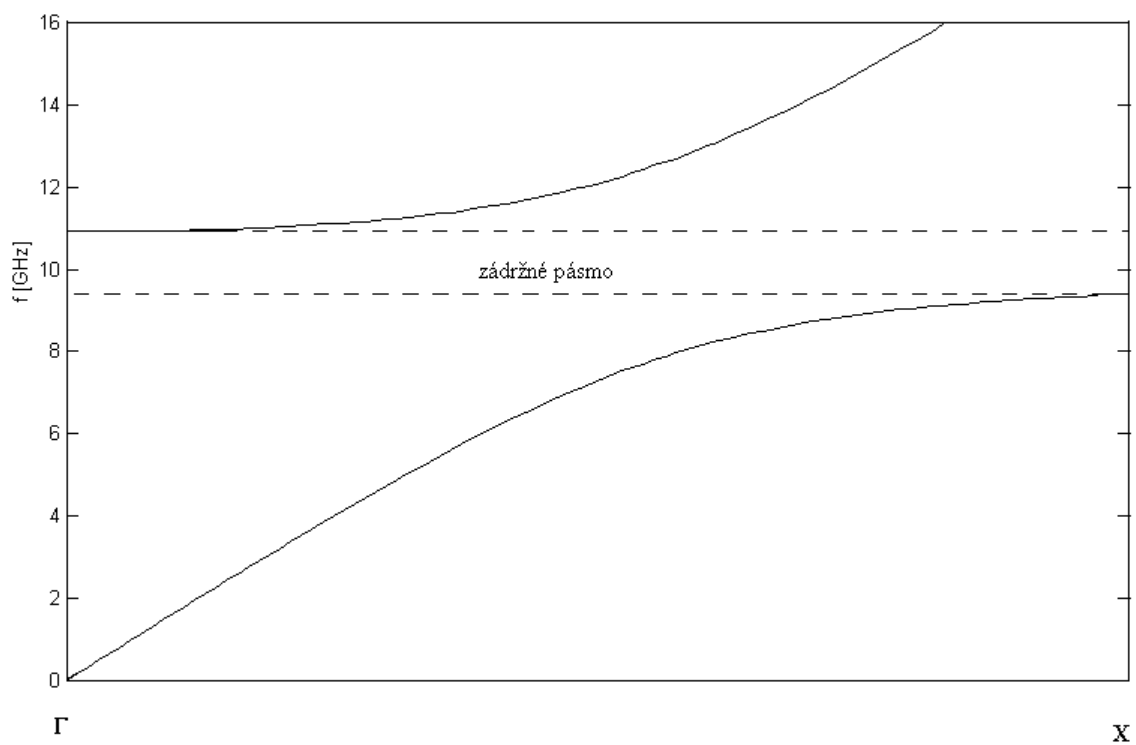
kde F a ω_0 jsou konstanty dané geometrií a parametry materiálů tvořících okolní prostředí [13]. Ukázka průběhu efektivní permeability v závislosti na frekvenci pro $F = 0,19$ a $\omega_0 = 6,1879 \cdot 10^{10} \text{ rad s}^{-1}$ je na obrázku 3.9. Odpovídající disperzní diagram pro směr Γ - X dle vztahu (2.10) a (2.11) při $\varepsilon_{eff} = 1$ je na obrázku 3.10. Oba grafy jsou vygenerovány pomocí programu MATLAB.



Obr. 3.8 Náčrt periodického umístění rezonátorů v prostoru



Obr. 3.9 Ukázka frekvenčního průběhu efektivní permeability struktury



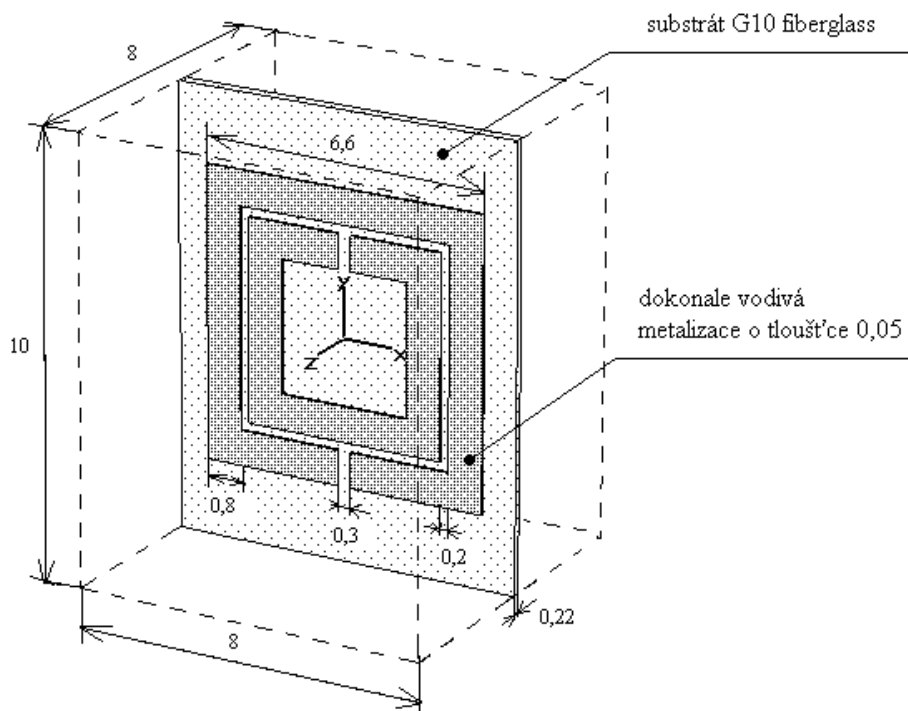
Obr. 3.10 Ukázka disperzního diagramu struktury

Na obrázku 3.9 vidíme, že efektivní permeabilita struktury nabývá v určitém frekvenčním pásmu ($9,40 - 10,92 \text{ GHz}$) záporných hodnot a vlna se v tomto případě nemůže prostředím šířit. Toto zádržné pásmo je viditelné na disperzním diagramu na obrázku 3.10.

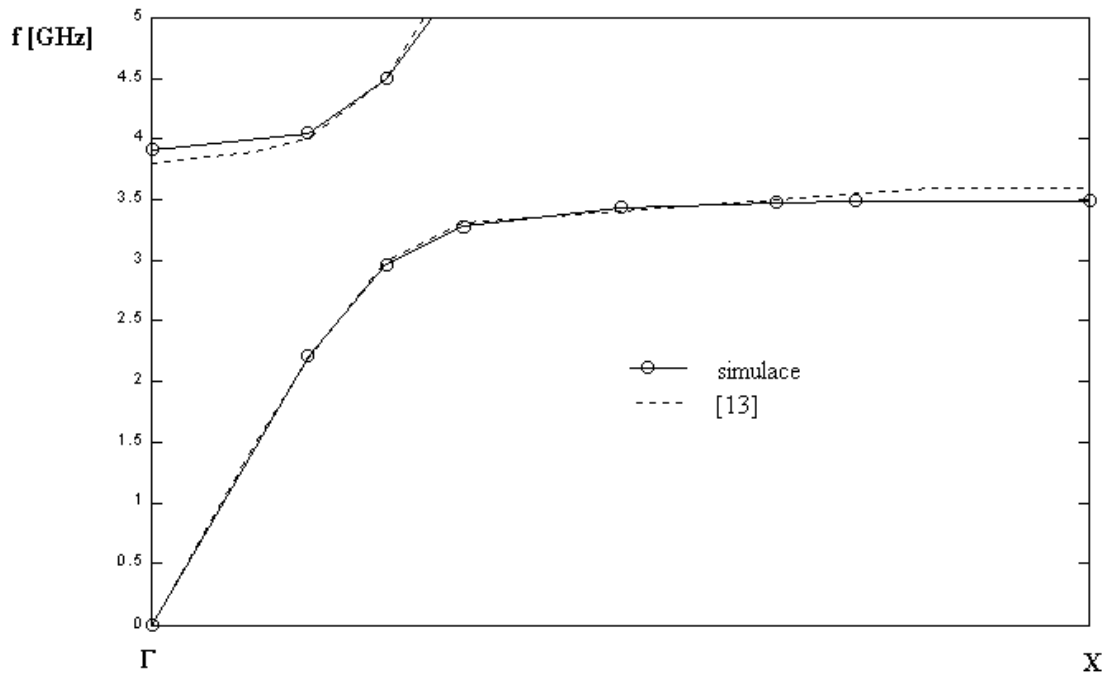
Cílem této kapitoly bylo vypočítat programem CST Microwave Studio disperzní diagram struktury a srovnat jej s literaturou. Pro simulaci byla zvolena struktura s parametry dle [13]. Elementární buňka takové struktury je na obrázku 3.11. Relativní permitivita substrátu G10 fiberglass je rovna 4,7. [24].

Disperzní diagram byl spočítán postupem popsaným na konci kapitoly 2.1. Jedná se sice o trojrozměrnou periodickou strukturu, ale vyšetřovali jsme fázový posuv pouze ve směru osy x (směr Γ - X), který odpovídá směru šíření vlny, při kterém struktura vykazuje vlastnosti dle vztahu (3.10).

Z vypočtených vidů byly vybrány ty, jejichž intenzita magnetického pole je kolmá na plochu rezonátoru. Výsledný simulovaný disperzní diagram spolu se srovnáním s literaturou je na obrázku 3.12.



Obr. 3.11 Elementární buňka simulované struktury. Všechny uvedené rozměry jsou v mm .



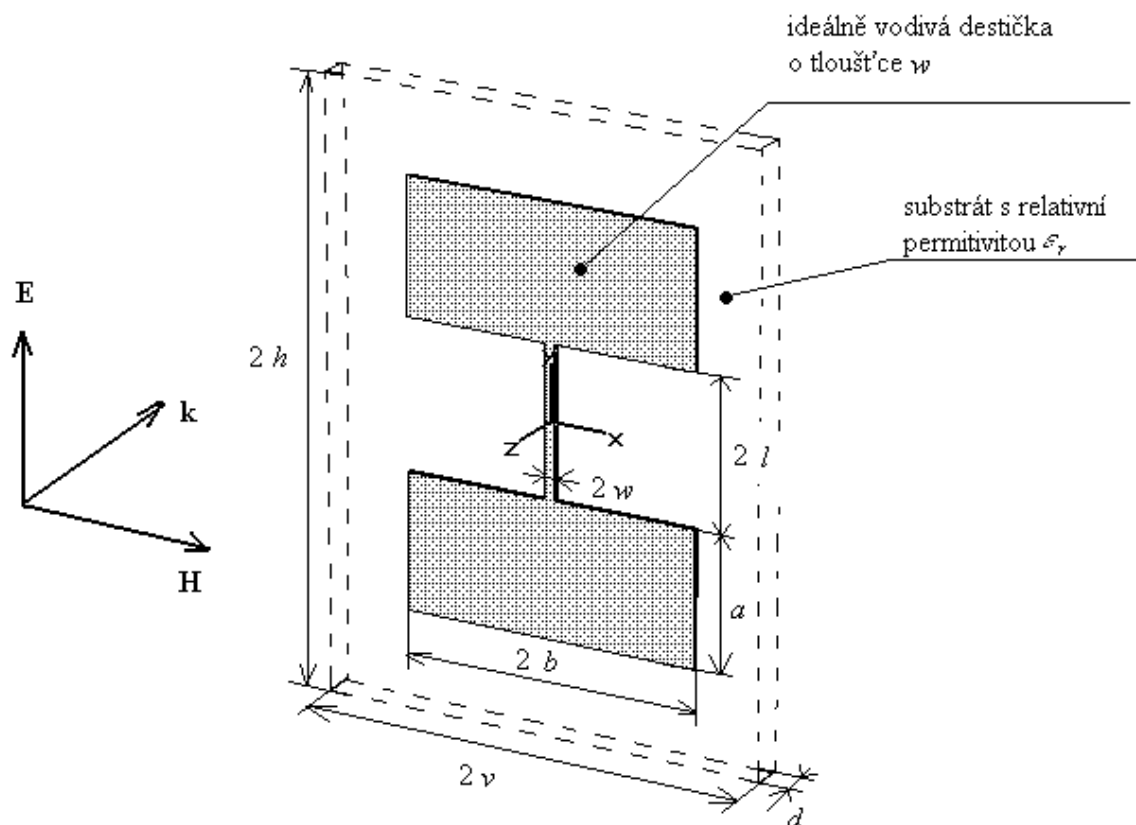
Obr. 3.12 Disperzní diagram struktury

Vidíme, že disperzní diagram vypočtený CST Microwave Studiem se velmi dobře shoduje s výsledky z literatury pro stejnou strukturu. V pásmu přibližně $3,5 - 3,8 \text{ GHz}$ pozorujeme zádržné pásmo, které je způsobeno zápornými hodnotami efektivní permeability.

Při vhodné prostorové kombinaci struktury tvořené planárními rezonátory se strukturou tvořenou rovnoběžnými vodivými válečky obdržíme strukturu, která díky současně záporné efektivní permitivitě i permeabilitě vykazuje v určitém frekvenčním pásmu záporný efektivní index lomu [13]. Tedy například zkombinováním naposledy analyzované struktury s některou drátovou strukturou z předchozí kapitoly bychom obdrželi záporný index lomu právě v pásmu $3,5 - 3,8 \text{ GHz}$.

3.3 Kompozitní periodické prostředí tvořené vodivými ploškami ve tvaru písmene I

Poslední analyzovanou strukturou je periodická struktura tvořená vodivými ploškami ve tvaru písmene I, jak je naznačeno na obrázku 3.13. Jedná se o novou strukturu podle [25]. Motivací pro vznik takové struktury je náhradní obvod z obrázku 2.12. Při opakování elementární buňky ve směru osy z (při splnění podmínky (2.6)) plošky v horní a dolní části buňky reprezentují podélnou kapacitu C_{LHM} , zatímco svislé pásky uprostřed buňky příčnou indukčnost L_{LHM} . Struktura by potom měla vykazovat v určitém frekvenčním pásmu záporný efektivní index lomu - měl by být vybuzen LH („Left-Handed“) vid. Cílem této kapitoly je analyzovat pomocí programu CST Microwave Studio různé varianty této struktury a ověřit existenci pásma se záporným indexem lomu.



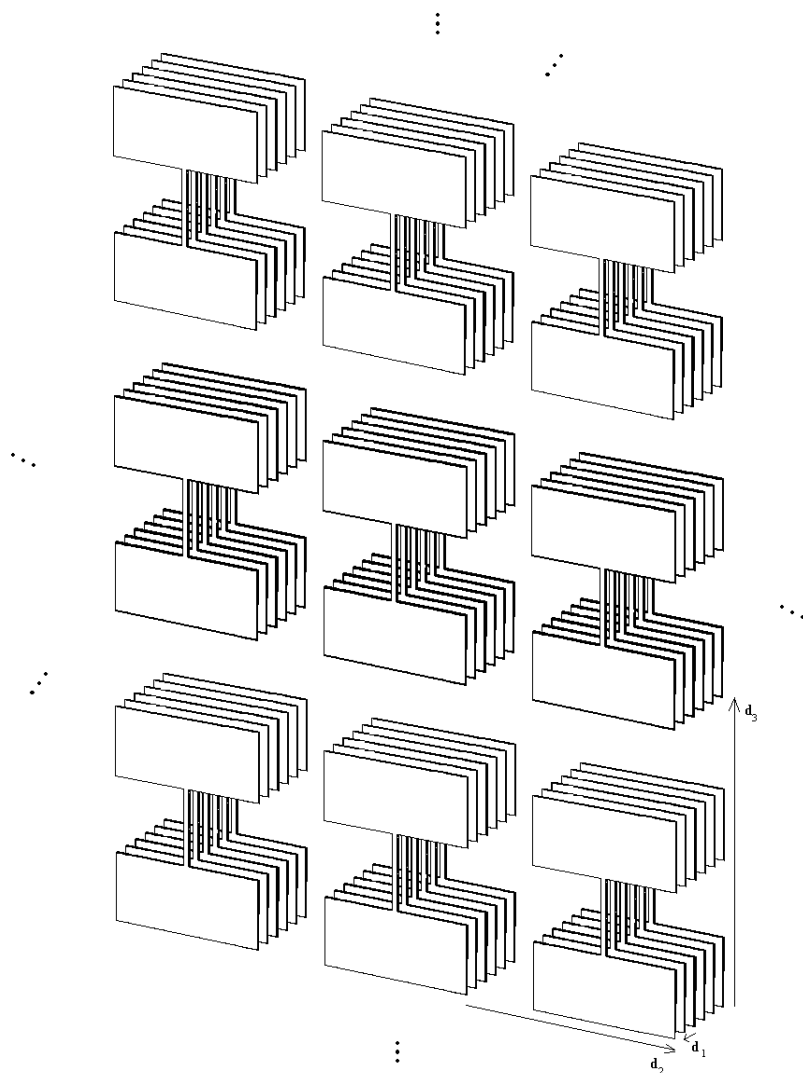
Obr. 3.13 Elementární buňka analyzované struktury

Ve všech případech budeme předpokládat, že je struktura buzena rovinnou vlnou, která se šíří se ve směru osy z a jejíž intenzita elektrického pole je rovnoběžná s osou y . Budeme očekávat, že hledaný vybuzený LH Blochův vid bude mít intenzitu elektrického pole dominantně orientovanu ve směru osy z a soustředěnu mezi ploškami reprezentujícími podélnou kapacitu.

Nyní popíšeme jednotlivé varianty analyzované struktury a jejich vypočtené disperzní charakteristiky.

3.3.1 Periodické uspořádání ve všech třech rozměrech

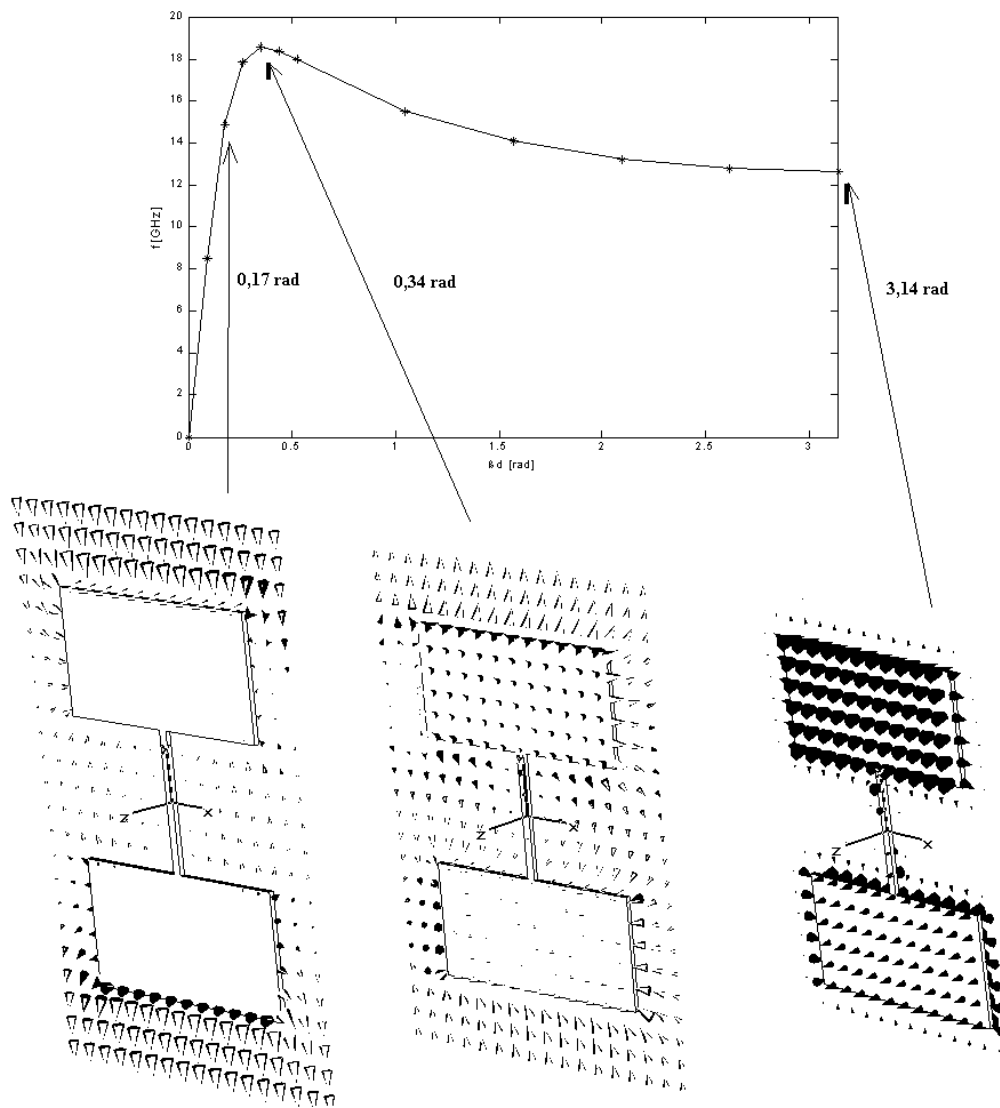
V prvním případě budeme analyzovat strukturu, která vznikne periodickým opakováním elementární buňky ve všech třech rozměrech, jak je naznačeno na obrázku 3.14. To znamená, že v programu CST Microwave Studio budou aplikovány periodické okrajové podmínky ve směrech všech tří os. Protože se zajímáme o vlnu šířící se ve směru osy z , budeme pouze ve směru osy z měnit fázový posun periodických okrajových podmínek (viz postup popsany na konci kapitoly 2.1), zatímco v ostatních směrech necháme jejich fázový posun nulový.



Obr. 3.14 Analyzovaná struktura

Rozměry elementární buňky jsou: $d = 0,2 \text{ mm}$, $v = 1,5 \text{ mm}$, $h = 2,2 \text{ mm}$, $a = 0,9 \text{ mm}$, $b = 1 \text{ mm}$, $l = 0,5 \text{ mm}$, a $w = 0,035 \text{ mm}$. Okolní prostor je vyplněn dielektrikem, jehož relativní permitivita $\epsilon_r = 2$ a relativní permeabilita $\mu_r = 1$.

Simulovaný disperzní diagram včetně prostorového rozložení intenzity elektrického pole pro některé hodnoty fázového posuvu je na obrázku 3.15.



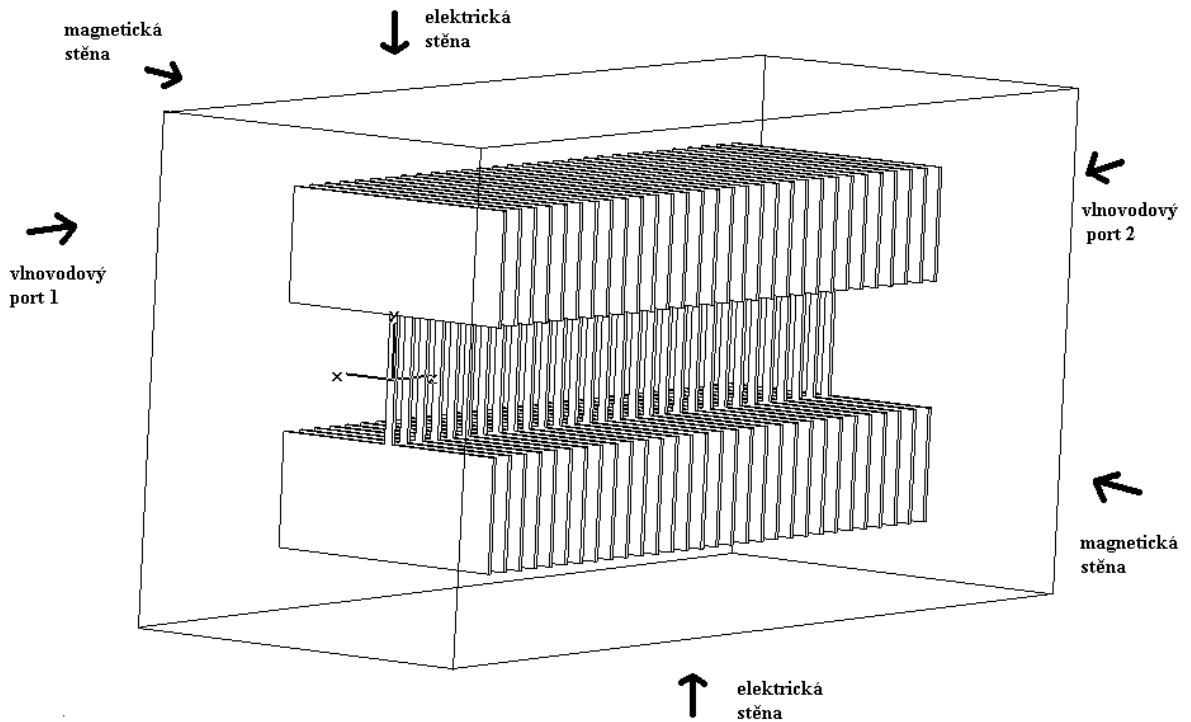
Obr. 3.15 Disperzní diagram včetně rozložení intenzity elektrického pole Blochova vidu pro vybrané hodnoty fázového posuvu

Zajímáme se pouze o dominantní vid. Vyšší vidy leží nad analyzovaným frekvenčním pásmem.

Z disperzního diagramu vidíme, že struktura vede běžnou TEM vlnu od nulového kmitočtu do kmitočtu $18,55$ GHz. V pásmu $12,65 - 18,55$ GHz existuje však zároveň LH vid. V tomto pásmu oba vidy zřejmě existují zároveň ve formě superpozice. Na obrázku vidíme rovněž rozložení intenzity elektrického pole pro fázový posuv $0,17$ rad, kdy existuje pouze TEM vid, dále pro $0,34$ rad, kdy přechází TEM vid v LH vid, a pro $3,14$ rad, kdy již existuje samotný LH vid, který má dle očekávání intenzitu elektrického pole dominantně orientovanou ve směru z a soustředěnu mezi ploškami reprezentujícími podélnou kapacitu. Tyto závěry jsou analogické k závěrům článků [26] a [18]. Přesto způsob koexistence těchto dvou vidů není zcela jasný a zůstává nezodpovězenou otázkou otevřenou pro další výzkum.

3.3.2 Jednorozměrné periodické uspořádání mezi paralelními vodivými deskami

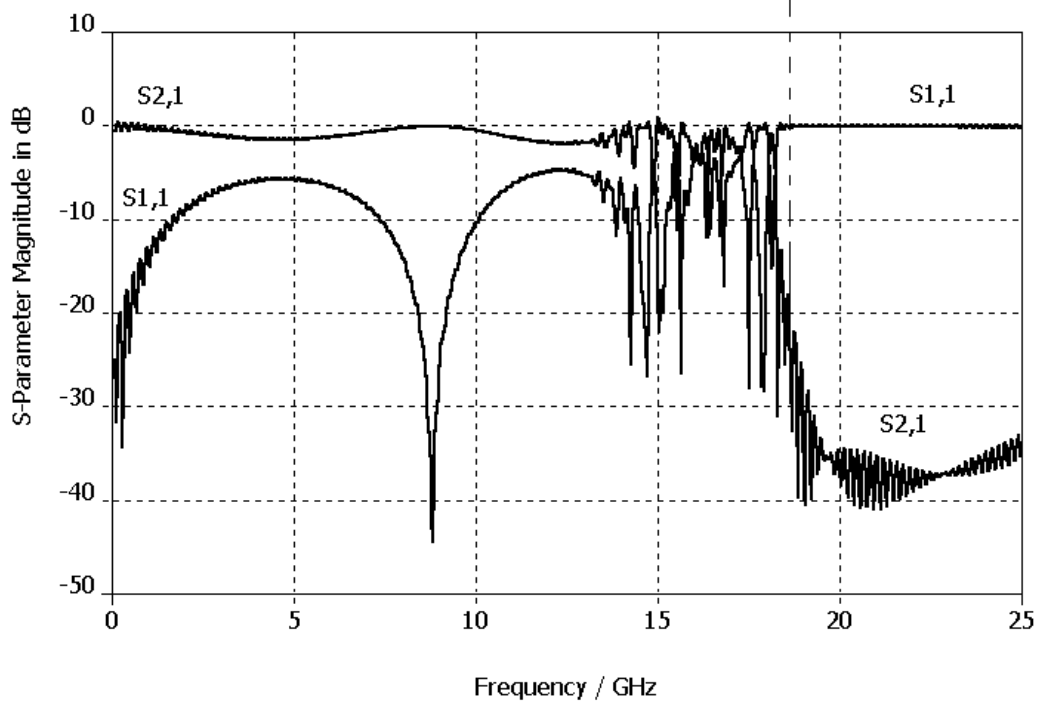
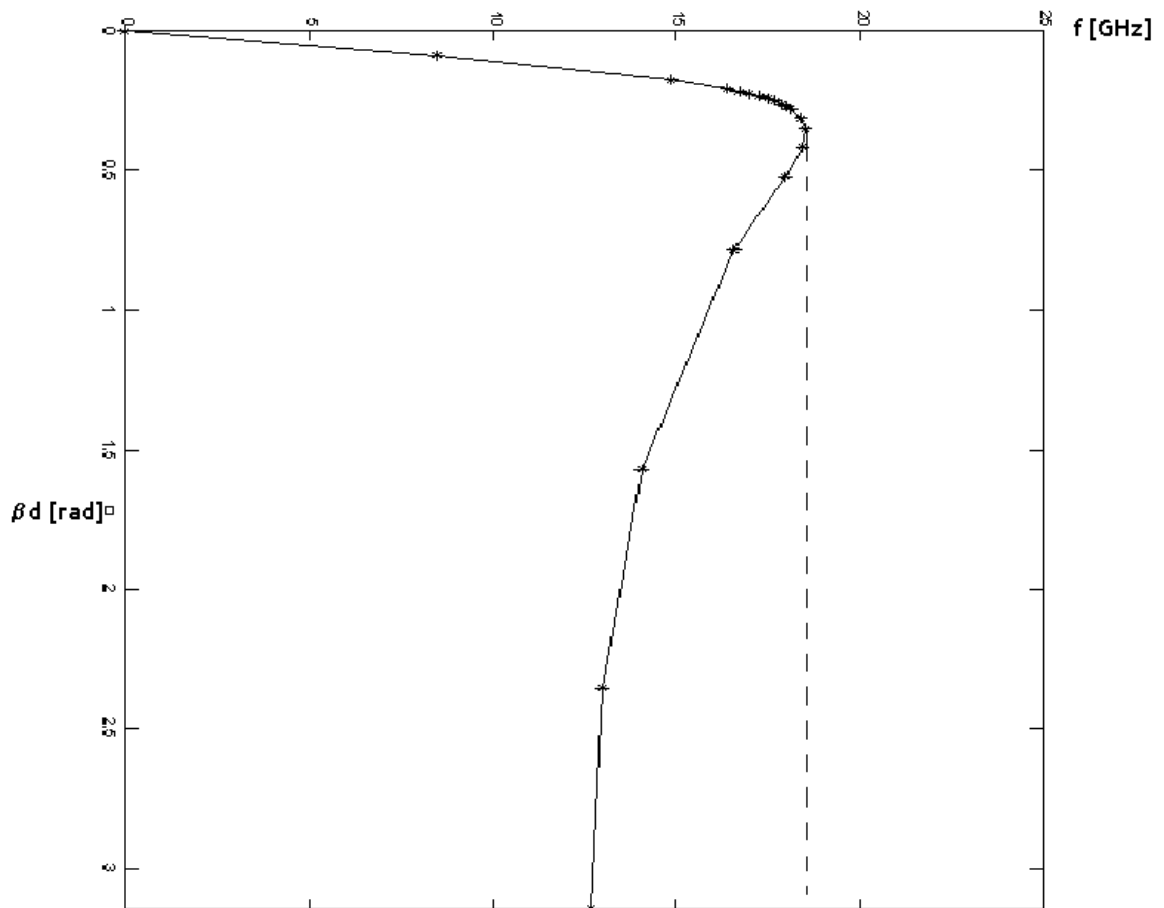
Nyní budeme uvažovat strukturu podle obrázku 3.16. V tomto případě je struktura periodická pouze ve směru osy z a je uložena mezi paralelními vodivými deskami. Znamená to aplikaci elektrických okrajových podmínek ve směru osy y , magnetických okrajových podmínek ve směru osy x a periodických okrajových podmínek ve směru osy z na hranicích elementární buňky. Rozměry elementární buňky a relativní permitivita dielektrika jsou stejné jako v předchozím případě.



Obr. 3.16 Analyzovaná struktura

V této struktuře bylo možné definovat vlnodové porty a simulovat frekvenční průběhy s -parametrů (koeficientu odrazu s_{11} a koeficientu přenosu s_{21}). Jejich srovnání se simulovanou disperzní charakteristikou je na obrázku 3.17.

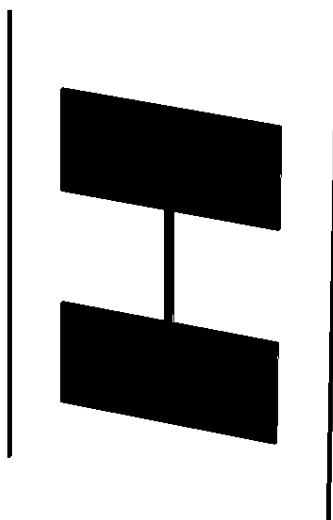
Vidíme, že disperzní diagram je zcela totožný jako v předchozím případě. Dále vidíme, že je v souladu se simulovanými frekvenčními průběhy s -parametrů. Struktura vede od nulového kmitočtu do cca 18 GHz , pro vyšší frekvence jsou elektromagnetické vlny odraženy. Silné zvlnění průběhů s -parametrů v oblasti propustného pásma je patrně způsobeno nedostatečnou diskretizací prostoru mezi ploškami reprezentujícími podélné kapacity. Ta se výrazně projeví právě v propustném pásmu, kdy je pole soustředěno do tohoto prostoru.



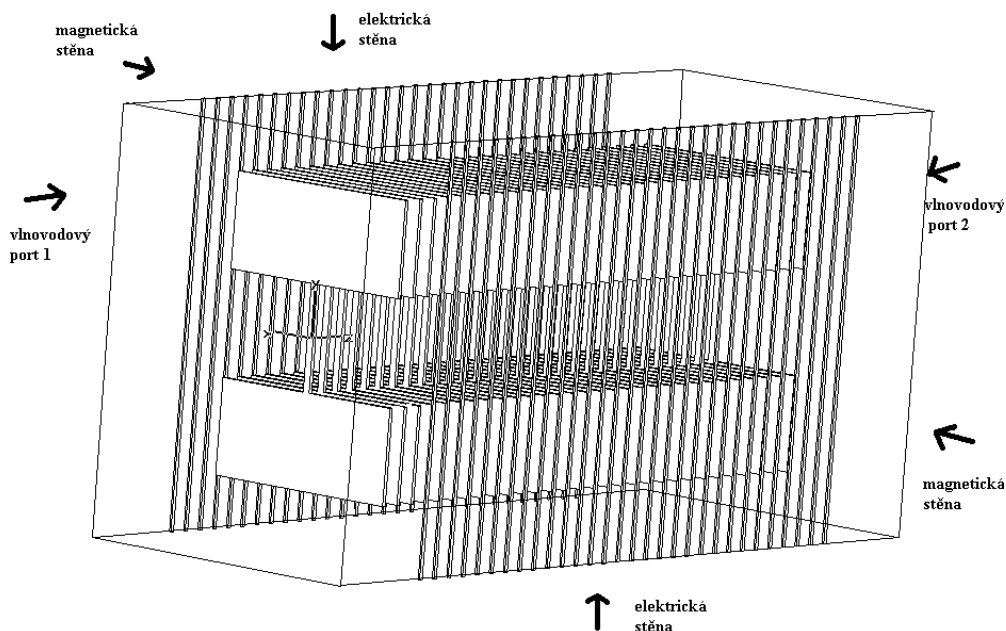
Obr. 3.17 Disperzní diagram ve srovnání se simulovanými s-parametry struktury

3.3.3 Modifikovaná struktura pro potlačení TEM vidu

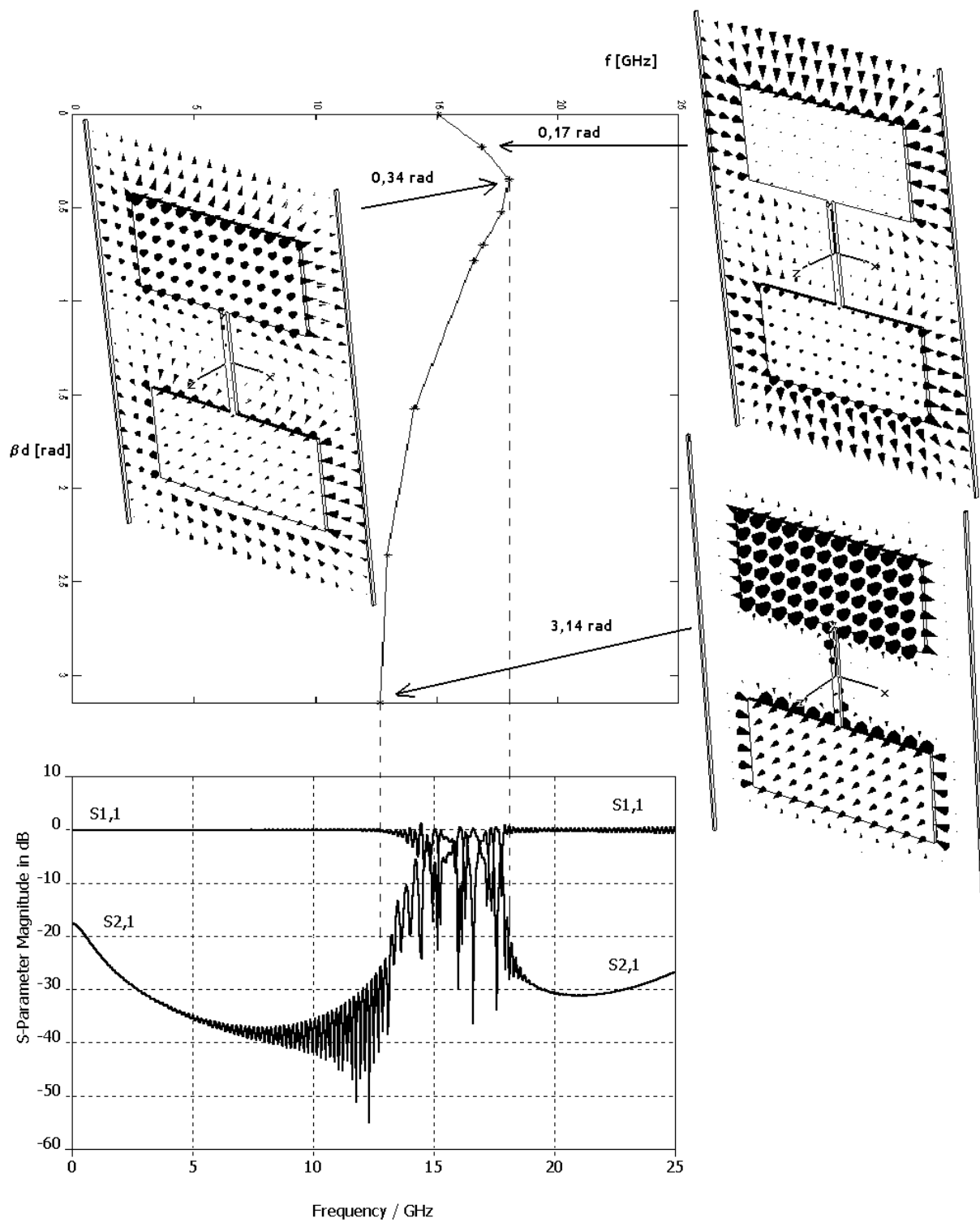
Další struktura je shodná s předchozím případem, jen jsou k ní přidány vertikální vodivé pásy o průřezu $w \times w$, jak je naznačeno na obrázku 3.18. Jejich úkolem je zabránit šíření vidu TEM od nulové frekvence a zajistit tak frekvenční pásmo s čistým LH videm. Struktura se tak namísto vlnovodu blíží běžnému obdélníkovému vlnovodu, přičemž se nacházíme v oblastech pod mezní frekvencí prvního vlnovodového vidu, která činí cca 26 GHz . Struktura s vlnovodovými porty pro simulaci s-parametrů je na obrázku 3.19.



Obr. 3.18 Náčrt elementární buňka modifikované struktury s vertikálními vodivými pásy



Obr. 3.19 Analyzovaná modifikovaná struktura s vertikálními vodivými pásy



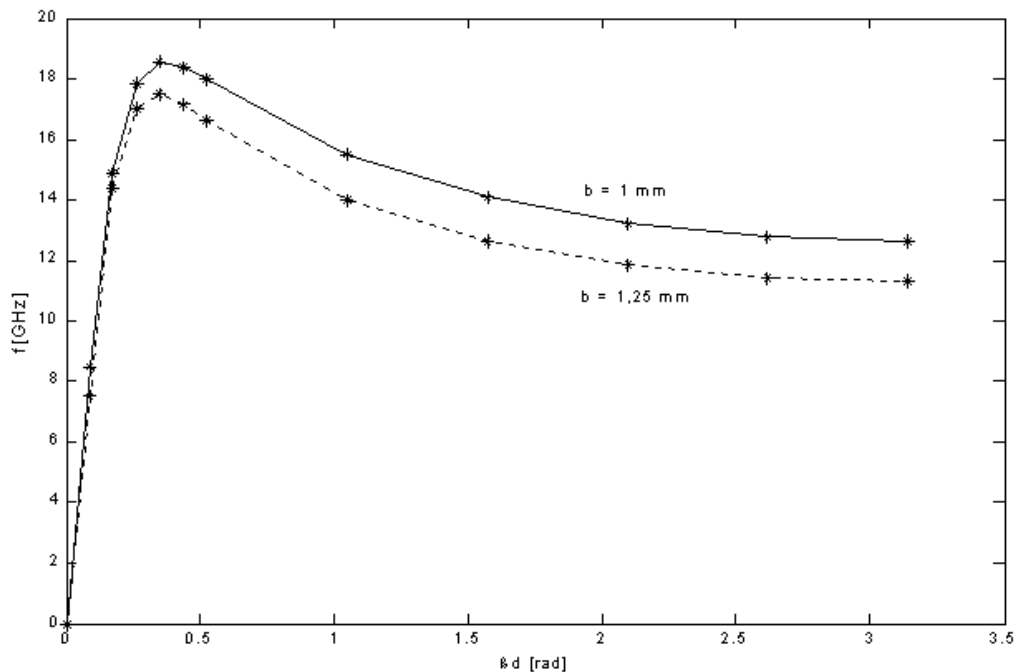
Obr. 3.20 Disperzní diagram včetně rozložení intenzity elektrického pole Blochova vidu pro vybrané hodnoty fázového posuvu a srovnání se simulovanými s-parametry struktury

Na obrázku 3.20 vidíme, že disperzní diagram je v souladu se simulovanými frekvenčními průběhy s-parametrů. Struktura vede v pásmu 12,64 - 18,01 GHz. Podařilo se

tedy potlačit TEM vid od nulové frekvence. Přesto se nejedná o čistý LH vid, protože od frekvence $15,09 \text{ GHz}$ výše je k němu opět superponován další vid. Je vidět, že přechod mezi oběma vidy nastává opět okolo fázového posuvu $0,34 \text{ rad}$. Důvod koexistence dvou vidů zde zůstává nezodpovězenou otázkou otevřenou pro další výzkum.

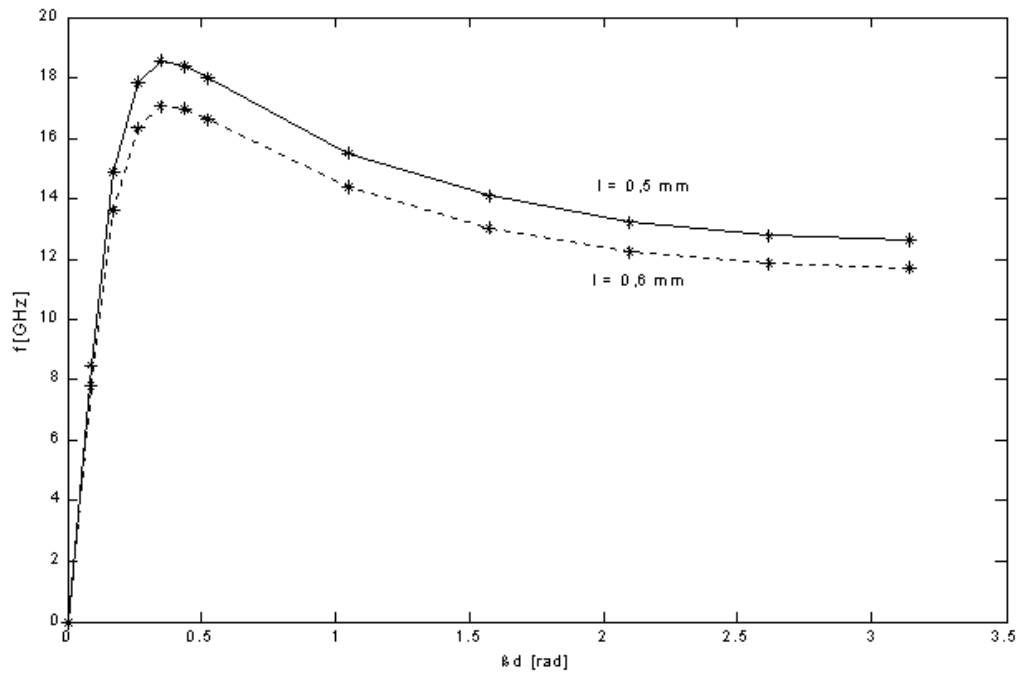
3.3.4 Srovnání disperzních charakteristik při změně některých rozměrů struktury

Vyšli jsme z periodického uspořádání z kapitoly 3.3.1. V prvním případě jsme zvětšili rozměr b z 1 mm na $1,25 \text{ mm}$, což vedlo ke zvýšení podélné kapacity a k poklesu polohy Blochova vidu ve spektru, jak je vidět ze srovnání disperzních diagramů pro oba rozměry na obrázku 3.21. LH Blochův vid poklesl z pásma $12,65 - 18,55 \text{ GHz}$ do pásma $11,30 - 17,49 \text{ GHz}$.



Obr. 3.21 Srovnání disperzních charakteristik při změně rozměru b

V druhém případě jsme zvětšili rozměr l z $0,5 \text{ mm}$ na $0,6 \text{ mm}$, což vedlo ke zvýšení příčné indukčnosti a k poklesu polohy Blochova vidu ve spektru, jak je vidět ze srovnání disperzních diagramů pro oba rozměry na obrázku 3.22. LH Blochův vid poklesl z pásma $12,65 - 18,55 \text{ GHz}$ do pásma $11,70 - 17,05 \text{ GHz}$.



Obr. 3.22 Srovnání disperzních charakteristik při změně rozměru l

Změny polohy Blochova módu jsou v souladu s teorií, vezmeme-li v úvahu disperzní relaci periodického C-L vedení (2.51). Cílem pro budoucí práci by mělo být nalezení závislosti disperzních charakteristik na všech rozměrech elementární buňky.

4. Závěr

V úvodu práce je shrnut teoretický aparát nutný pro popis periodických struktur. V praktické části jsou poté analyzována konkrétní kompozitní periodická prostředí.

První analyzovanou strukturou bylo prostředí tvořené rovnoběžnými vodivými válečky. Výsledky simulací programem CST Microwave Studio byly srovnány s několika teoriemi. Bylo zjištěno, že výsledky získané různými postupy mají přes určité odlišnosti podobný charakter a že postup pro výpočet disperzních charakteristik pomocí programu CST Microwave Studio je správný. Dále byl realizován vzorek prostředí a byl změřen jeho přenos. Výsledek měření se poměrně dobře shodoval s teoretickými předpoklady. Všechny výsledky analýzy této struktury ukázaly očekávanou existenci propustných a zadržných pásem ve spektru a přítomnost pásma se zápornou efektivní permitivitou.

Druhou analyzovanou strukturou bylo prostředí tvořené planárními rezonátory. Pomocí programu CST Microwave Studio byla vypočtena disperzní charakteristika takové struktury. Ta se velmi dobře shodovala s výsledkem z literatury a potvrdila teoretické předpoklady přítomnosti pásma se zápornou efektivní permeabilitou.

Zatímco vlastnosti prvních dvou struktur jsou již delší dobu známy a jejich analýza sloužila především k jejich pochopení a k ověření správnosti postupu výpočtu disperzních charakteristik pomocí programu CST Microwave Studio, hlavní důraz byl kladen na analýzu poslední struktury, která byla navržena teprve nedávno a jejíž vlastnosti nejsou doposud známy. Jedná se o strukturu tvořenou vodivými destičkami tvaru písmene „I“. Byly vypočteny disperzní charakteristiky pro několik modifikací a uspořádání takové struktury. Výsledky naznačují přítomnost LH vidu v pásmu širokém cca 6 GHz (cca 40%), což je výrazně širší pásmo než pro známou strukturu tvořenou kombinací prvních dvou analyzovaných struktur, jejíž LH vid se nachází díky rezonančnímu charakteru struktury pouze v pásmu širokém cca $0,3 \text{ GHz}$ (cca 8%).

V případě analýzy poslední struktury zůstává mnoho nevyřešených otázek a problémů. LH vid neexistuje samostatně, ale koexistuje s jiným videm. Další snahy v této oblasti tedy povedou k nalezení struktury umožňující úplné potlačení tohoto vidu a existenci samotného LH vidu a k nalezení struktury, pro níž se bude LH vid nalézat v co nejširším pásmu. Dalším úkolem bude zjištění závislosti disperzních vlastností této struktury na všech jejích rozměrech (které již bylo v této práci započato), vedoucí případně k nalezení jejího náhradního obvodu a analytického tvaru její disperzní rovnice. Kompletní teoretická analýza této struktury by měla být poté završena její realizací, změřením a ověřením vlastností typických pro LH vid, jako je především záporný efektivní index lomu.

5. Literatura

- [1] Pendry, J.B.: *Photonic Gap Materials*. Current Science, vol. 76, 1999, pp. 1311-1316
- [2] Qian, Y., Yang, F.R., Itoh, T.: *Characteristics of Microstrip Lines on A Uniplanar Compact PBG Ground Plane*. Asia-Pacific Microwave Conference, 1998
- [3] Chang, C., Qian Y., Itoh, T.: *Enhanced Forward Coupling Phenomena Between Microstrip Lines*. UCLA Electrical Engineering Department Annual Research Review, 2001
- [4] Hang, C.Y., Radisic, V., Qian, Y., Itoh, T.: *High Efficiency Power Amplifier with Novel PBG Ground Plane for Harmonic Tuning*. IEEE MTT-S Digest, 1999, pp. 807-810
- [5] Yang, F.R., Coccioli, R., Qian, Y., Itoh, T.: *PBG-Assisted Gain Enhancement of Patch Antennas on High-Dielectric Constant Substrate*. IEEE AP-S International Symposium Digest, Orlando, FL, vol. 4, 1999, pp. 2694-2697
- [6] Thèvenot, M., Cheype, C., Reineix, A., Jecko, B.: *Directive Photonic-Bandgap Antennas*. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 47, No. 11, November 1999
- [7] Kafesaki *et al.*: *Waveguides in finite-height two-dimensional photonic crystals*. JOSA B, vol. 19, no. 9, September 2002, pp.2232-2240
- [8] Sievenpiper, D., Zhang L., Yablonovitch E.: *High Impedance Electromagnetic Ground Planes*. Final Report 1997-8 for MICRO Project 97-215
- [9] Smith, D.R., Kroll, N.: *Negative refractive index in left-handed materials*. Physical Review Letters, vol. 85, no. 14, 2000, pp. 2933–2936
- [10] Brillouin, L., Parodi, M.: *Propagation des ondes dans les milieux périodiques*. Paris: Masson et C^{ie}, 1956
- [11] Enoch, S., Tayeb, G., Maystre, D.: *Dispersion diagrams of Bloch modes applied to the design of directive sources*. Progress In Electromagnetic Research 41, 2003, pp. 61-81
- [12] Veselago, V.G.: *The electrodynamics of substances with simultaneously negative value of ϵ and μ* . Soviet Physics Uspekhi, vol. 10, no. 4, 1968, pp. 509-214
- [13] Smith, D.R., Vier, D.C., Kroll, N., Schulz, S.: *Direct Calculation of Permeability and Permittivity for a Left-Handed Metamaterial*. Applied Physics Letters, vol. 77, no. 14, October 2000, pp. 2246-2248
- [14] Pendry, J.B.: *Perfect cylindrical lenses*. Optics Express 760, vol. 11, no. 7, April 2003
- [15] Shelby, R.A., Smith, D.R., Schultz, S.: *Experimental Verification of a Negative Index of Refraction*. Science, vol. 292, April 2001
- [16] Eleftheriades, G.V., Iyer, A.K., Kremer, P.C.: *Planar Negative Refractive Index Media Using Periodically L-C Loaded Transmission Lines*. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol.50, no. 12, 2002, pp. 2702-2712
- [17] Pozar, D. M.: *Microwave Engineering, 2nd edition*. New York: Wiley, 1998
- [18] Grbic, A., Eleftheriades, G.V.: *Dispersion Analysis of a Microstrip-Based Negative Refractive Index Periodic Structure*. IEEE Microwave and Wireless Component Letters, vol. 13, no. 4, 2003, pp. 155-157
- [19] Eleftheriades G. V., Siddiqui O., Iyer A.K.: *Transmission Line Models for Negative Refractive Index Media and Associated Implementations Without Excess Resonators*. IEEE Microwave and Wireless Components Letters, vol. 13, no. 2, February 2003, pp. 51-53
- [20] Pendry, J.B., Holden, A.J., Robbins, D.J., Stewart, W.J.: *Low frequency plasmons in thin-wire structure*. J. Phys.: Condens. Matter 10, 1998, pp. 4785-4809
- [21] Maslovski, S.I., Tretyakov, S.A., Belov, P.A.: *Wire media with negative effective permittivity: a quasi-static model*. Microwave and Optical Technology Letters, vol. 35 , no. 1, 2002, pp.47-51

- [22] Tretyakov, S.: *Analytical Modeling in Applied Electromagnetics*. Boston: Artech House, 2003
- [23] Pendry, J.B., Holden, A.J., Robbins, D.J., Stewart, W.J.: *Magnetism from Conductors and Enhanced Nonlinear Phenomena*. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 47, no. 11, 1999, pp. 2075 – 2084
- [24] Parimi, V., Vodo, P., Sridhar, S., Derov, J.S., Turchenetz, B.: *Negative Index Media in Microwave Waveguide*. submitted to Applied Physics Letters, 2003
- [25] Macháč, J.: *Závěrečná zpráva*. červen 2003
- [26] Sanada, A., Caloz, C., Itoh, T.: *2D Distributed Meta-Structures with Negative Refractive Properties*. IEEE Microwave and Wireless Components and Letters, vol. 14, no. 12, December 2003, pp. 547-549