Dissertação de Mestrado

Inatel
Instituto Nacional de Telecomunicações

Antena impressa com substrato de metamaterial desenvolvido com anéis metálicos fendidos circulares concêntricos

Amilcar João Feliciano

Julho/2016

INSTITUTO NACIONAL DE TELECOMUNICAÇÕES – INATEL
MESTRADO EM TELECOMUNICAÇÕES

Antena impressa com substrato de metamaterial desenvolvido com anéis metálicos fendidos circulares concêntricos

AMILCAR JOÃO FELICIANO

Dissertação apresentada ao Instituto Nacional de Telecomunicações – INATEL, como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Telecomunicações.

ORIENTADOR: PROF. DR. JOSÉ ANTÔNIO JUSTINO RIBEIRO

SANTA RITA DO SAPUCAÍ – MG
2016

Feliciano, Amilcar João
F314i
Antena impressa com substrato de metamaterial desenvolvido com anéis metálicos fendidos circulares concêntricos. / Amilcar João Feliciano. – Santa Rita do Sapucaí, 2016.
88p.

Orientador: Prof. Dr. José Antônio Justino Ribeiro
Dissertação de Mestrado – Engenharia de Telecomunicações – Instituto Nacional de Telecomunicações – INATEL.
Inclui bibliografia.

1. Antenas impressas 2. Substrato de metamaterial - Engenharia 3. Resposta em freqüência 4. Coeficiente de reflexão 5. Impedância intrínseca 6. Engenharia de Telecomunicações. I. Ribeiro, José Antônio Justino II. Instituto Nacional de Telecomunicações – INATEL. III. Título.

CDU 621.39

Biblioteca "Ministro Edevo Bilac Pinto"

FOLHA DE APROVAÇÃO

Dissertação defendida e aprovada em 13/07/2016, pela comissão julgadora:

_____

Prof. Dr. José Antônio Justino Ribeiro
INATEL (Orientador)

_____

Prof. Dr. Rômulo Mota Volpato
INATEL

_____

Prof. Dr. Danilo Henrique Spadoti
UNIFEI

_____

Prof. Dr. José Marcos Camara Brito
Coordenador do Curso de Mestrado – INATEL

"A mente que se abre a
uma nova idéia, jamais
voltará ao seu tamanho
original".
(Albert Einstein)

Agradecimentos

Ao professor José Antônio Justino Ribeiro pela sábia orientação, especialmente encorajando-me quando algumas coisas pareciam intrasponíveis.

Aos meus pais e irmãos, que muitas vezes mesmo sem perceber, acreditaram nos meus sonhos.

Ao professor Arismar Cerqueira Sodré Junior por ceder parte do material, e ao professor Rômulo Mota Volpato pelo suporte na parte prática.

À colega Monique Carleti por fornecer parte do material e por ter dado algumas sugestões, aos colegas Igor Feliciano da Costa, Poliane Aires Teixeira e Renan Alves dos Santos por terem dado algumas idéias.

Aos meus amigos António Reinaldo Ganga Cristovão, Branislav Edgar Feijo Couceiro e Miguel Silvio André Francisco pelo apoio.

A todos os funcionários do INATEL, em especial à Bianca Bandeira de Paula Costa, à Gisele Moreira dos Santos, ao Leonardo Luciano de Almeida Maia.

Ao Ministério das Telecomunicações e Tecnologias de Informação de Angola pelo apoio financeiro prestado na forma de bolsa de estudos. Em especial por conduzirem o processo dos bolsistas, o Sr. Ministro José Carvalho da Rocha , o Sr. Inspetor geral Américo dos Santos, e a Eng. Lucrécia João.

Sumário

LISTA DE FIGURAS . . . . . **viii**

LISTA DE TABELAS. . . . . . **x**

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS . . . . . **xi**

LISTA DE SÍMBOLOS . . . . . **xii**

RESUMO . . . . . **xvi**

ABSTRACT . . . . . **xvii**

CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO **1**

1.1 Breves considerações 1

1.2 Motivação para o desenvolvimento 2

1.3 Estrutura da dissertação 2

CAPÍTULO 2 – FUNDAMENTOS DE METAMATERIAIS **4**

2.1 Introdução 4

2.2 Propriedades gerais dos LHMM 5

2.3 Modelo aproximado para o estudo de LHMM 11

2.4 Permissividade elétrica e permeabilidade magnética dos LHMM 15

2.4.1 Obtenção da permissividade elétrica 15

2.4.2 Permeabilidade magnética para elementos no espaço 18

2.4.3 Obtenção da permeabilidade magnética para elementos no plano 24

2.5 Comentários do capítulo 26

CAPÍTULO 3 – ANTENAS IMPRESSAS **27**
3.1 Introdução 27
3.2 Elementos gerais das antenas impressas 28
3.2.1 Parâmetros construtivos 28
3.2.2 Formas de alimentação 28
3.3 Modelos para análise das características das antenas de microfita 31
3.3.1 Condições gerias para análise 31
3.3.2 Modelo da linha de transmissão 32
3.3.3 Modelo da cavidade 35
3.4 Insuficiência do modelo da cavidade 47
3.5 Análise da irradiação com o modelo da linha de transmissão 48
3.6 Impedância característica de microlinha 49
3.7 Determinação da impedância de entrada da antena impressa 50
3.8 Comentários sobre o capítulo 52

CAPÍTULO 4 – PROJETO DA ANTENA COM SUBSTRATO DE METAMATERIAL **53**
4.1 Introdução 53
4.2 Características da antena tradicional 54
4.3 Antena com substrato de metamaterial 54
4.4 Resultados simulados e medidos 56
4.5 Comentários sobre o capítulo 65

CAPÍTULO 5 - COMENTÁRIOS E CONCLUSÕES **66**
5.1 Comentários gerais 66
5.2 Conclusões 67
5.3 Sugestões para trabalhos futuros 67

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS **68**

Lista de Figuras

Fig. 2.1	Quadro resumo mostrando as diferentes possibilidades das características dos materiais.	5
Fig. 2.2	Velocidade de grupo de um material de mão esquerda, quando a permeabilidade e a permissividade são negativas.	10
Fig. 2.3	Velocidade de fase de um material de mão esquerda, quando a permeabilidade e a permissividade são negativas.	10
Fig. 2.4	Comportamento geral da velocidade de fase para o material de mão esquerda. O eixo vertical está com escala logarítmica para melhor visualização da curva.	11
Fig. 2.5	Comportamento geral da velocidade de grupo para o material de mão esquerda. O eixo vertical está com escala logarítmica para melhor visualização da curva e com valores absolutos devido aos valores negativos da velocidade de grupo.	11
Fig. 2.6	Célula para modelagem do comportamento de um metamaterial.	12
Fig. 2.7	Comportamento do LHMM mostrando os valores de freqüência em que o fator de fase representa grandeza real e a faixa em que não existe propagação no meio.	15
Fig. 2.8	Arranjo de fios condutores incorporados em um meio dielétrico com objetivo de alterar suas características elétricas.	16
Fig. 2.9	Comportamento da permissividade de um meio metamaterial com fios de alumínio, com os diâmetros e separações destacados no texto. (a) Variação da parte real com a freqüência. (b) Influência da freqüência sobre a parte imaginária.	18
Fig. 2.10	Célula tridimensional para obtenção de permeabilidade magnética em metamateriais.	19
Fig. 2.11	Comportamento da permeabilidade de um meio metamaterial com anéis de cobre distribuídos em planos paralelos, com dimensões conforme destacado no texto. (a) Parte real. (b) Parte imaginária.	23
Fig. 2.12	Célula bidimensional para obtenção de permeabilidade magnética em metamateirais.	24
Fig. 2.13	Comportamento da permeabilidade de um meio metamaterial com anéis de cobre, apenas em um plano, conforme destacado no texto. (a) Parte real. (b) Parte imaginária.	25
Fig. 3.1	Vista superior de uma antena de microfita com alimentação por cabo coaxial.	29
Fig. 3.2	Vista superior de uma antena de microfita com alimentação de microlinha no mesmo plano do elemento irradiador.	30
Fig. 3.3	Vista superior de uma antena de microfita com alimentação por acoplamento por aproximação de microlinha.	30
Fig. 3.4	Vista superior de uma antena de microfita com acoplamento do sinal da microlinha através de uma fenda.	31
Fig. 3.5	Esquema para o estudo dos modos dos campos no interior de uma antena de microfita usando o modelo da cavidade.	37

Fig. 3.6	Configuração da componente de campo normal às superficies metálicas segundo o modo TM^{x}_{010}, admitindo paredes magnéticas $y = L_r$ e $z = W_r$.	40
Fig. 3.7	Diagramas de irradiação nos planos do campo elétrico e magnético, conforme no texto. (a) Representação de (3.57) para diferentes permeabilidades magnéticas, conforme a freqüência de operação. (b) Representação de (3.59).	45
Fig. 3.8	Vista superior da antena de microfita, utilizada para determinar as suas características de irradiação.	48
Fig. 4.1	Antena com substrato de metamaterial. (a) Parte inferior, onde foram desenvolvidos os anéis. (b) Parte superior indicando o elemento irradiador.	55
Fig. 4.2	Resultado do modulo do coeficiente de reflexão da antena tradicional, determinado com o EMPro®, com os parâmetros especificados no texto.	56
Fig. 4.3	Comportamento da permeabilidade magnética do metamaterial com anéis de cobre e parâmetros indicados no texto, em função da freqüência. (a) Variação da parte real. (b) Variação da parte imaginária.	57
Fig. 4.4	Comportamento da impedância intrínseca do metamaterial, com parâmetros especificados no texto. (a) Parte real. (b) Parte imaginária.	59
Fig. 4.5	Variação do modulo do coeficiente de reflexão em função da freqüência entre o metamaterial e o ar, com parâmetros conforme no texto, determinado com o Matlab®.	60
Fig. 4.6	Coeficiente de reflexão da antena com o substrato de matamaterial, empregando os parâmetros dados no texto. A simulação foi feita com o programa EMPro® e as medições com o analisador vetorial de circuitos VNA da Agilent Mod. E5071C para freq6uências entre 300KHz e 14GHz.	60
Fig. 4.7	Valores simulados de ganho de irradiação e sistema para antena com substrato de matamaterial, conforme dados no texto.	61
Fig. 4.8	Diagramas de irradiação conforme calculado om o programa EMPro®, em dois planos ortogonais, $\phi = 0^{\circ}$ e $\phi = 90^{\circ}$, para as freqüências de 1,7GHz (a), 5,2GHz (b) e 11GHz (c).	62
Fig. 4.9	Diagramas de irradiação no plano do campo magnético, para a freq6uência de 5,2GHz. (a) Co-polarização. (b) Polarização cruzada.	63
Fig. 4.10	Ligação de equipamentos para medição dos diagramas de irradiação no plano do campo magnético, para a freqüência de 5,2GHz. (a) Antena com substrato de metamaterial e analisador de espectro. (b) Antena transmissora e gerador de sinais.	64
Fig. 4.11	Protótipo da antena em estudo. (a) Vista no lado do elemento irradiador. (b) Vista da parte inferior, onde foram construídos os anéis.	65

Lista de Tabelas

Tabela 2.1	Freqüências de ressonância conforme a separação entre os anéis.	24
Tabela 4.1	Principais dimensões da antena.	55

Lista de Abreviaturas e Siglas

AF	*Array factor* – Fator de rede.
EMPro®	Electromagnetic professional.
FDTD	*Finite difference time domain* – Diferenças finitas no domínio do tempo.
LHMM	*Left-handed metamaterial* – Material de mão esquerda.
PTFE	Politetrafluoretileno.
TEM	*Transverse electromagnetic mode* – Modo transversal eletromagnético.
TM	*Transverse magnetic* – Transversal magnético.
TM^x	*Transverse magnetic related to axis x* – Transversal magnético em relação ao eixo x.
VNA	*Vector network analyzer* – Analisador vetorial de circuitos.

Lista de Símbolos

$\vec{B}_0$	Vetor indução magnética
$\vec{E}$	Vetor campo elétrico
$\vec{E}_a$	Vetor campo elétrico tangente a superfície
$\vec{E}_0$	Amplitude do vetor campo elétrico
$\vec{H}$	Vetor campo magnético
$\vec{H}_0$	Amplitude do vetor campo magnético
$\vec{r}$	Vetor posição no espaço
$\hat{\gamma}$	Vetor unitário da direção de propagação
$\vec{\gamma}$	Vetor de propagação
a	Distância entre o centro de dois fios condutores adjacentes
a_1	Distância entre os centros de dois anéis adjacentes
A_x	Vetor potencial magnético
B_1	Susceptância de uma fenda irradiadora
C_0	Velocidade da luz no vácuo
C_L	Capacitância da célula para modelagem do comportamento de um metamaterial
C_R	Capacitância parasita da célula para modelagem do comportamento de um metamaterial
d	Distância entre anéis medida na direção radial
D_0	Diretividade
E_0	Campo elétrico entre o elemento irradiador e o plano de terra
E_ϕ^t	Campo elétrico total irradiado
E_x	Campo elétrico na direção x
E_ϕ	Campo elétrico na direção de ϕ
f	Freqüência
f_r	Freqüência de ressonância
G_{12}	Condutância mútua entre as fendas irradiadoras

G_1	Condutância própria de uma fenda irradiadora
h	Espessura do dielétrico
H_x	Campo magnético na direção x
I	Unidade imaginária
J	Unidade imaginária
J_0	Função de Bessel de primeira espécie e ordem zero
k	Número de onda
k_0	Número de onda no vácuo
k_x	Constante de separação na direção x
ℓ	Distância entre planos paralelos
L_r	Comprimento do elemento irradiador
L_0	Ponto ao longo do comprimento do elemento irradiador onde se conecta a alimentação
L_{eq}	Largura equivalente do elemento irradiador
L_R	Indutância parasita da célula para modelagem do comportamento de um metamaterial
L_L	Indutância da célula para modelagem do comportamento de um metamaterial
$\vec{M}_s$	Densidade superficial de corrente magnética fictícia
$\hat{n}$	Vetor unitário normal à superfície
P_{rad}	Potência irradiada
r_2	Modulo do vetor posição no espaço
r_1	Raio interno do menor anel
R	Raio do fio condutor
R_{in}	Impedância de entrada na ressonância
R_f	Resistência por unidade de comprimento ao longo do comprimento de um dos anéis planos
R_{ff}	Média da resistência elétrica de um conjunto de anéis concêntricos fendidos
$S(\omega)$	Fator que determina o sinal do fator de fase no modelo para o estudo do comportamento do metamaterial
S_{av}	Valor médio de vetor de poynting
$S11$	Coeficiente de reflexão
T	Espessura das películas metálicas do dielétrico
U_0	Intensidade de irradiação média
U_{max}	Intensidade de irradiação máxima
v_g	Velocidade de grupo

v_e	Velocidade de energia
v_p	Velocidade de fase
W	Largura de cada anel
W_r	Largura do elemento irradiador
W_0	Largura da microlinha
W_{av}	Densidade média de energia do campo eletromagnético
W_{eav}	Densidade média de energia do campo elétrico
W_{hav}	Densidade média de energia do campo magnético
x'	Indica a direção x dentro da cavidade
Y_1	Admitância de uma fenda irradiadora
Y_p	Admitância transversal
Z_s	Impedância longitudinal
Z_c	Impedância característica
α	Fator de atenuação
β	Fator de fase
χ_m	Susceptibilidade magnética do meio
δ_c	Profundidade de penetração
ΔL	Variação do comprimento do elemento irradiador devido ao franjamento
ε	Permissividade elétrica absoluta de um meio
ε_r	Constante dielétrica relativa
ε_{ref}	Constante dielétrica equivalente
ε_{rea}	Média aritmética da constante dielétrica entre o substrato e o ar
ε_{refo}	Valor de constante dielétrica equivalente para baixas freqüências
ε_0	Permissividade elétrica absoluta do vácuo
ε'	Parte real da permissividade elétrica
ε''	Parte imaginária da permissividade elétrica
ε'_r	Parte real da permissividade elétrica relativa
ε''_r	Parte imaginária da permissividade elétrica relativa
ϕ_n	Argumento da impedância intrínseca
ϕ_g	Argumento do factor de propagação

γ	Fator de propagação
Γ_p	Coeficiente de reflexão de potência
Γ (dB)	Coeficiente de reflexão em decibel
η	Impedância intrínseca
λ_0	Comprimento de onda no vácuo
λ_g	Comprimento de onda guiado
μ	Permeabilidade magnética
μ_{req}	Permeabilidade magnética relativa equivalente
μ_r	Permeabilidade magnética relativa
μ_0	Permeabilidade magnética do vácuo
μ'	Parte real da permeabilidade magnética
μ''	Parte imaginária da permeabilidade magnética
σ	Condutividade elétrica
ω	Freqüência angular
ω_r	Velocidade angular na ressonância
ω_p	Freqüência angular do plasma
∇^2	Laplaciano

Resumo

Feliciano, A. J. Antena impressa com substrato de metamaterial desenvolvido com anéis metálicos fendidos circulares concêntricos. Santa Rita do Sapucaí, 2016. Instituto Nacional de Telecomunicações.

Neste trabalho, estudam-se antenas impressas com um substrato modificado por meio da sobreposição de anéis metálicos fendidos, para se aproximar do comportamento de um metamaterial. Inicialmente, foi desenvolvida uma antena impressa tradicional sobre um laminado de politetrafluoretileno (PTFE) Diclad® 880, com plaqueta retangular e alimentada por uma linha de microfita. Posteriormente, o laminado foi modificado pela inserção de anéis circulares concêntricos fendidos na face oposta à do elemento irradiador, buscando-se um comportamento diferente do previsto na estrutura tradicional. Foram feitas simulações em programas especializados, como Matlab® e EMPro®, e medições tanto para a antena tradicional como para a antena com metamaterial, buscou-se comprovar as análises teóricas no que concerne à resposta em freqüência, ganho, diagrama de irradiação, entre outras características de relevância.

Palavras-chave: Antenas impressas, substrato de metamaterial, resposta em freqüência.

Abstract

Feliciano, A. J. Printed antenna with metamaterial substrate implemented through split metallic circular concentric rings. Santa Rita do Sapucaí, 2016. Instituto Nacional de Telecomunicações.

This work deals with printed antennas developed on modified substrate through metallic printed rings on bottom face of radiator element. At first, it was developed a traditional printed antenna with politetrafluoretilene (PTFE) Diclad® 880 substrate, using a rectangular radiator and fed with microstrip line. Then, the substrate was modified by the insertion of split ring resonators, which resulted in a new antenna. Simulations and measurements were made for traditional as well as metamaterial antenna, with Matlab® and EMPro®. The results deal with theoretical evaluation, concerning to reflection coefficient improvement, antenna gain and frequency response.

Keywords: Printed antennas, metamaterial substrate, frequency response.

Capítulo 1

Introdução

1.1 Breves considerações

Com o crescente avanço tecnológico em antenas, há uma procura permanente por novos dispositivos e componentes que cumpram certas exigências dos mais diversos projetos. O aumento na demanda por sistemas móveis mais compactos estabeleceu um desafio na busca de elevado desempenho para antenas para essas aplicações. Entre esses avanços, têm sido propostos modelos desenvolvidos em materiais que não são freqüentes nas antenas tradicionais. Recentemente, têm-se estudado as propriedades de antenas impressas em substratos de *metamateriais*, que apresentam propriedades não encontradas na natureza. O objetivo é atuar sobre certas características elétricas, magnéticas, ópticas e outras para avaliar os efeitos sobre a irradiação ou sobre a guiamento da onda eletromagnética [1].

Neste trabalho, o interesse principal é focalizado na influência do metamaterial no desenvolvimento de antenas, mas em publicações especializadas são descritas várias outras utilidades. Por exemplo, na *fotônica*, os metamaterias possibilitam novas regiões de banda proibida, permitindo a construção de filtros e acopladores. Os processos são baseados na troca de dados usando um feixe eletromagnético na faixa óptica, o que os torna mais rápidos e demandando menos energia para seu funcionamento [2]. Em *microondas*, os metamaterias têm sido experimentados, por exemplo na construção de *objetos invisíveis*, por meio do desvio na trajetória do campo eletromagnético, visando seu emprego para fins militares [3]. No que concerne ao interesse deste trabalho, serão estudadas as influências de um metamaterial na busca por antenas impressas eficientes e de dimensões reduzidas [4][5].

1.2 Motivação para o desenvolvimento

Apesar de suas vantagens, as antenas impressas ou de microfita apresentam alguns aspectos limitantes. Em seu formato básico, um destes incoveneientes é sua largura de banda reduzida [6] devido à sua natureza ressonante, dificultando as aplicações de faixa larga. Outras desvantagens se referem à sua eficiência, à incapacidade de operar sob níveis elevados de potência, à possibilidade de emissão espúria pelo alimentador, à excitação de diferentes modos de irradiação, dificuldade de se conseguir pureza na polarização, além de ser pouco tolerante a falhas no dimensionamento dos seus elementos [7].

Muitos trabalhos foram realizados no desenvolvimento de métodos que permitam aumentar a largura de banda de antenas de microfitas. Destacam-se as antenas em substratos de cristal fotônico para reduzir ondas de superfícies, antenas de microfita com irradiador com diferentes formas de geometria fractal e as que são desenvolvidas com a participação de metamateriais. Neste projeto, será utilizado um substrato de metamaterial dimensionado para que a permeabilidade relativa seja próxima da sua constante dielétrica. Com esta estratégia, procura-se uma impedância intrínseca quase idêntica à do ar, na tentativa de haver maior transferência de energia para o ambiente externo. Estruturas nas quais se consiga esta adaptação entre as impedâncias de onda poderiam apresentar maior eficiência de irradiação e grande largura de faixa.

O objetivo desta dissertação é, avaliar comparativamente à uma antena tradicional, o comportamento e melhora da antena com substrato de metamaterial, relativamente a transferência de energia, refletida no coeficiente de reflexão.

1.3 Estrutura da dissertação

No Capítulo 2, faz-se uma descrição geral dos metamateriais, com ênfase para os que possam apresentar, simultaneamente, permeabilidade e permissividade negativas. Estudam-se os seus comportamentos a partir das equações que mostram as dependências destas propriedades com a freqüência. Ao mesmo tempo, exploram-se os procedimentos para a implementação deste comportamento em material dielétrico de baixas perdas. No Capítulo 3, discutem-se aspectos gerais das antenas de microfita, com objetivo de selecionar as características a serem avaliadas com a participação do metamaterial. Optou-se por um

elemento irradiador com formato retangular, estrutura básica para o desenvolvimento de outros modelos.

No Capítulo 4, executa-se o projeto da antena proposta, visando alterações na permeabilidade magnética a partir da formação de anéis concêntricos fendidos ressonantes. Apresentam-se resultados simulados e medidos, com a comparação entre alguns destes resultados. O Capítulo 5 é dedicado aos comentários gerais sobre o desenvolvimento, as comparações entre resultados previstos e experimentais, as conclusões de maiores relevâncias e algumas propostas para trabalhos futuros.

Capítulo 2

Fundamentos de Metamateriais

2.1 Introdução

Metamaterial é uma palavra composta por *meta,* proveniente do grego que significa *além de*, e *material* (*substância*). Os metamateriais são estruturas artificiais que apresentam propriedades eletromagnéticas, em especial permeabilidade magnética (μ) e permissividade elétrica (ε), não encontradas em meios naturais. O mais usual é que estas grandezas assumam valores positivos e, não raro, dependentes da freqüência. Em determinadas condições, existem meios que possuem permissividade elétrica negativa ou permeabilidade magnética negativa. A primeira situação ocorre, por exemplo, em meios gasosos ionizados ao qual se dá o nome de *plasma*. Alguns meios podem apresentar permeabilidade magnética negativa [8] sob a ação de um campo magnético estático de polarização, como, por exemplo, nos meios ferrimagnéticos (ferritas).

Entre os materiais artificiais, tornaram-se populares os metamateriais chamados de *mão esquerda* (*LHMM, left-handed metamaterial,* no original) por possuírem permeabilidade magnética e permissividade elétrica negativas. As previsões das propriedades eletromagnéticas dos *LHMM* foram feitas pela primeira vez por Victor Veselago em 1967 [9]. Pendry et al. propuseram, inicialmente, estruturas separadas para a obtenção de permeabilidade magnética negativa [10] e permissividade elétrica negativa [11]. Para isso utilizou, respectivamente, estruturas de anéis metálicos interrompidos e fios metálicos muito finos, prevendo aplicações para as faixas de microondas. Mais tarde, Smith e Schultz [12] combinaram as propostas de Pendry em uma única estrutura e efetuaram os ensaios comprobatórios, sendo, por isso, considerados como os primeiros a criar um *LHMM.* Na Fig. 2.1, em um sistema de

coordenadas cartesianas, estão representados os valores possíveis para a permeabilidade magnética e permissividade elétrica dos materiais mencionados.

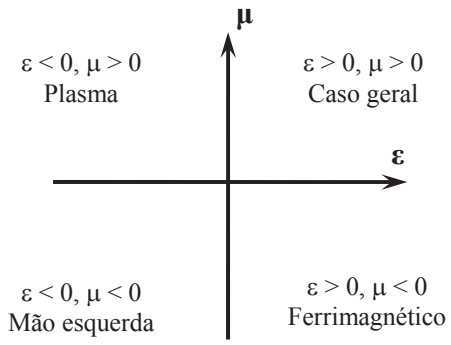


Fig. 2.1. Quadro resumo mostrando as diferentes possibilidades das características dos materiais.

2.2 Propriedades gerais dos LHMM

(*a*) *Fator de propagação no meio.* Resolvendo as equações de Maxwell para o campo elétrico e para o magnético variando harmonicamente no tempo, a equação de onda obtida apresenta soluções na forma:

$$\vec{E} = \vec{E}_{\mathrm{o}}\, exp(-\vec{\gamma}\cdot\vec{r}) \qquad (2.1) \qquad \vec{H} = \vec{H}_{\mathrm{o}}\, exp(-\vec{\gamma}\cdot\vec{r}) \qquad (2.2)$$

Entrando com (2.1) e (2.2) nas equações de Maxwell para as leis Ampère e de Faraday na forma diferencial e considerando ε e μ negativos encontram-se:

$$-\vec{\gamma}\times\vec{H} = (\sigma - i\,\omega\varepsilon)\,\vec{E} \qquad (2.3) \qquad \vec{\gamma}\times\vec{E} = -i\,\omega\mu\,\vec{H} \qquad (2.4)$$

onde o vetor de propagação é identificado por

$$\vec{\gamma} = \gamma\,\hat{\gamma} \qquad (2.5)$$

sendo γ o fator de propagação e $\hat{\gamma}$ o vetor unitário da direção de propagação. Para satisfazer as equações de Maxwell, o fator de propagação fica determinado em função das propriedades eletromagnéticas do meio pela expressão

$$\gamma = \sqrt{i\,\omega\mu\,(\sigma + i\,\omega\varepsilon)} = \alpha + i\beta \qquad (2.6)$$

Nesta relação, α é o fator de atenuação, que representa os decréscimos dos campos com a distância, em nepers por metro (Np/m), e β é o fator de fase, indicando a variação da fase com

a distância, em radianos por metro (rad/m). O desenvolvimento de (2.6) conduz às seguintes expressões para estes parâmetros:

$$\alpha = \omega \sqrt{\frac{\mu\varepsilon}{2}\left\{\sqrt{1+\left(\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right)^2}-1\right\}} \qquad (2.7) \qquad \beta = -\,\omega \sqrt{\frac{\mu\varepsilon}{2}\left\{\sqrt{1+\left(\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right)^2}+1\right\}} \qquad (2.8)$$

Por possuírem ε e μ negativos, os LHMM apresentam velocidades de fase, de grupo e de energia antiparalelas, o que significa que terão direções opostas. Esta situação pode ser comprovada usando (2.3) e (2.4), equações básicas para a demonstração das propriedades.

(*b*) *Impedância intrínseca*. Manipulando algebricamente (2.4), estabelece-se uma relação entre os campos elétrico $\vec{E}$ e magnético $\vec{H}$ em função da impedância intrínseca do meio η da forma:

$$\vec{H} = -\frac{\hat{\gamma}\times\vec{E}}{\eta} \qquad (2.9)$$

A impedância intrínseca é uma grandeza complexa com o argumento localizado no quarto quadrante, determinada por:

$$\eta = -\frac{i\omega\mu}{\gamma} = \frac{-i\omega|\mu|}{\sqrt{-i\omega|\mu|(\sigma - i\omega|\varepsilon|)}} = \sqrt{\frac{\omega^2|\mu||\varepsilon| - i\omega|\mu|\sigma}{\sigma^2 + (\omega|\varepsilon|)^2}} = |\eta| \angle\phi_n \qquad (2.10)$$

(*c*) *Velocidades associadas à propagação*. A *velocidade de grupo* é obtida a partir de modificações no fator de fase com a freqüência, por meio de:

$$v_g = \left\{\frac{\partial\beta}{\partial\omega}\right\}^{-1} \qquad (2.11)$$

Como β é a parte imaginária do fator de propagação (γ), pode-se escrever que

$$\frac{1}{v_g} = \Im m\left\{\frac{\partial\gamma}{\partial\omega}\right\} \qquad (2.12)$$

Desenvolvendo γ e a sua derivada em relação a ω, vêm:

$$\gamma = |\gamma| \angle\phi_g = \sqrt{-i\omega|\mu|(\sigma - i\omega|\varepsilon|)} = \sqrt{-\omega^2|\mu||\varepsilon| - i\omega|\mu|\sigma} \qquad (2.13)$$

$$\frac{\partial \gamma}{\partial \omega} = \frac{\partial}{\partial \omega} \sqrt{i\omega\mu(\sigma + i\omega\varepsilon)} = \frac{-2\omega\mu\varepsilon + i\mu\sigma}{2\gamma} \tag{2.14}$$

Como visto, em LHMM μ e ε devem ser consideradas negativas, de maneira que o número complexo no interior da raiz quadrada de (2.13) tem parte real e parte imaginária negativas. Logo, inclui um argumento no terceiro quadrante, isto é, entre 180º e 270º. O número complexo resultante terá argumento no segundo quadrante, limitado a $90^o < \phi_g < 135^o$. Seguindo este raciocínio, resulta em fator de atenuação negativo e fator de fase positivo. Como, nesta descrição, não tem significado físico um fator de atenuação negativo para elementos passivos, toma-se a segunda solução do fator de propagação, que se obtém somando 180º a ϕ_g. Como resultado, o fator de atenuação torna-se positivo e o de fase negativo, em conseqüência de ϕ_g estar no quarto quadrante. Portanto, em (2.14) resulta,

$$\begin{aligned} &\frac{\partial \gamma}{\partial \omega} = \frac{-2\omega\mu\varepsilon + i\mu\sigma}{2|\gamma| e^{i\phi_g}} = \frac{(-2\omega|\mu||\varepsilon| - i|\mu|\sigma)(cos\,\phi_g + isen\phi_g)}{2|\gamma|} = \\ &= \frac{1}{2|\gamma|}\left\{-2\omega\,|\mu||\varepsilon|\,cos\,\phi_g + |\mu|\sigma\,sen\phi_g - i\,|\mu|\,(\sigma\,cos\,\phi_g + 2\omega|\varepsilon|sen\,\phi_g)\right\} \end{aligned} \tag{2.15}$$

Levando em conta (2.10), chega-se a um resultado para a velocidade de grupo, obtido com:

$$\frac{1}{v_g} = \frac{-|\mu|(2\omega|\varepsilon|sen\phi_g + \sigma cos\,\phi_g)}{2|\gamma|} \tag{2.16}$$

Como (2.16) é aplicada apenas quando ε, μ e σ forem constantes, no caso geral, em que estas grandezas podem variar com a freqüência, mais uma vez determina-se a derivada do fator de fase a partir da parte imaginária da derivada do fator de propagação com a freqüência. Lembrando que nas condições relativas às alterações na permissividade e na permeabilidade de dielétricos com perdas os valores ficam $\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon''$ e $\mu = \mu' - i\mu''$, a derivação obedece a:

$$\frac{\partial \gamma}{\partial \omega} = \frac{\partial}{\partial \omega}\left\{i\omega\mu(\sigma + i\omega\varepsilon)\right\}^{1/2} = \frac{\partial}{\partial \omega}(-\omega^2\mu\varepsilon + i\omega\mu\sigma)^{1/2} \tag{2.17}$$

Portanto,

$$\frac{\partial \gamma}{\partial \omega} = \frac{1}{2\gamma}\left\{-\omega^2\left(\mu\frac{\partial \varepsilon}{\partial \omega} + \varepsilon\frac{\partial \mu}{\partial \omega}\right) - 2\omega\mu\varepsilon + i\omega\left(\mu\frac{\partial \sigma}{\partial \omega} + \sigma\frac{\partial \mu}{\partial \omega}\right) + i\mu\sigma\right\} =$$

$$= \frac{1}{2|\gamma|e^{i\phi_g}}\{-\omega^2(\mu' - i\mu'')\frac{\partial(\varepsilon' - i\varepsilon'')}{\partial \omega} - \omega^2(\varepsilon' - i\varepsilon'')\frac{\partial(\mu' - i\mu'')}{\partial \omega} - \tag{2.18}$$

$$- 2\omega(\mu' - i\mu'')(\varepsilon' - i\varepsilon'') + i\omega(\mu' - i\mu'')\frac{\partial \sigma}{\partial \omega} + i\omega\sigma\frac{\partial(\mu' - i\mu'')}{\partial \omega} + i(\mu' - i\mu'')\sigma\}$$

Desenvolvendo (2.18) e considerando que o inverso da velocidade de grupo é igual a parte imaginária da derivada do fator de propagação em função da freqüência, resulta a expressão geral para a velocidade de grupo:

$$\frac{1}{v_g} = \frac{\partial \beta}{\partial \omega} = \Im m\left\{\frac{\partial \gamma}{\partial \omega}\right\} = \frac{1}{2|\gamma|}\{(\omega^2\mu'\frac{\partial \varepsilon''}{\partial \omega} + \omega^2\mu''\frac{\partial \varepsilon'}{\partial \omega} + \omega^2\varepsilon'\frac{\partial \mu''}{\partial \omega} + \omega^2\varepsilon''\frac{\partial \mu'}{\partial \omega} + 2\omega\mu'\varepsilon'' +$$

$$+ 2\omega\mu''\varepsilon' + \omega\mu'\frac{\partial \sigma}{\partial \omega} + \omega\sigma\frac{\partial \mu'}{\partial \omega} + \mu'\sigma)\cos\phi_g - (-\omega^2\mu'\frac{\partial \varepsilon'}{\partial \omega} + \omega^2\mu''\frac{\partial \varepsilon''}{\partial \omega} - \omega^2\varepsilon'\frac{\partial \mu'}{\partial \omega} +$$

$$+ \omega^2\varepsilon''\frac{\partial \mu''}{\partial \omega} - 2\omega\mu'\varepsilon' + 2\omega\mu''\varepsilon'' + \omega\mu''\frac{\partial \sigma}{\partial \omega} + \omega\sigma\frac{\partial \mu''}{\partial \omega} + \mu''\sigma)sen\phi_g\} \tag{2.19}$$

A *velocidade de deslocamento da energia* é calculada por:

$$v_e = \frac{S_{av}}{W_{av}} \tag{2.20}$$

sendo S_{av} o valor médio do vetor de Poynting e W_{av} a densidade média de energia do campo eletromagnético, dada pela soma da energia contida no campo elétrico e no campo magnético. Em ambiente ilimitado, estas grandezas são obtidas, respectivamente, por:

$$S_{av} = \frac{|\vec{E}|^2 \cos\phi_n}{2|\eta|} \tag{2.21}$$

$$W_{av} = W_{eav} + W_{hav} = \frac{\varepsilon|\vec{E}|^2}{4} + \frac{\mu|\vec{H}|^2}{4} = \frac{\varepsilon|\vec{E}|^2}{4} + \frac{\mu|\vec{E}|^2}{4|\eta|^2} \tag{2.22}$$

Substituindo (2.21) e (2.22) em (2.20), resulta em:

$$v_e = \frac{2\cos\phi_n}{|\eta|\varepsilon + \mu/|\eta|} \tag{2.23}$$

Para o LHMM, (2.23) deve ser escrita com μ e ε negativas e salienta-se que $cos\phi_n$ é positivo. Com as substituições, resulta em velocidade de energia negativa.

Como (2.16) e (2.23) descrevem as velocidades de grupo e de energia é oportuno ter-se também a expressão geral para a *velocidade de fase* v_p:

$$v_p = \frac{\omega}{\beta} = \frac{\omega}{-|\beta|} = \frac{1}{-\left|\sqrt{\frac{\mu\,\varepsilon}{2}\left\{\sqrt{1+\left(\frac{\sigma}{\omega\,\varepsilon}\right)^2}+1\right\}}\right|} \qquad (2.24)$$

Pode ser visto que v_p é uma grandeza negativa, uma vez que se demonstrou que a solução possível implica em fator de atenuação positivo e fator de fase negativo. Se o meio for dielétrico perfeito ($\sigma = 0$), de (2.8) a impedância intrínseca torna-se real, ϕ_n fica igual a 0º e de (2.13), considerando a segunda raiz quadrada do fator de propagação, resulta $\phi_g = 270º$. Substituindo em (2.16), (2.23) e (2.24) os valores de γ, η, σ, ϕ_n e ϕ_g para dielétrico perfeito:

$$v_g = +\frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \qquad (2.25) \qquad v_e = -\frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \qquad (2.26) \qquad v_p = -\frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \qquad (2.27)$$

Das equações (2.25), (2.26) e (2.27), nota-se a presença de uma onda retrógrada, pois enquanto o grupo de ondas propaga-se em um sentido, velocidade de grupo positiva, a frente de onda se propaga em outro, velocidade de fase negativa. A curva da Fig. 2.2 e a curva da Fig.2.3 representam, respectivamente, a velocidade de grupo e velocidade de fase para um material de mão esquerda, traçadas com o auxílio do programa Matlab®. Deve ser realçado que as referidas velocidades apresentam sinais diferentes, com exceção do trecho entre 9,535 GHz e 9,538 GHz. Nesta faixa, tem-se um comportamento ressonante porque a parte negativa da permeabilidade magnética entra em ressonância próximo desta faixa. O antiparalelismo visto graficamente entre a velocidade de fase e de grupo comprova as previsões dos cálculos. Na Fig. 2.4 e na Fig. 2.5 estão os comportamentos gerais das velocidades de fase e de grupo, relativamente à Fig. 2.3. Realça-se que existe uma faixa de freqüência onde a velocidade de fase é maior que a velocidade da luz não podendo representar a velocidade de propagação de energia.

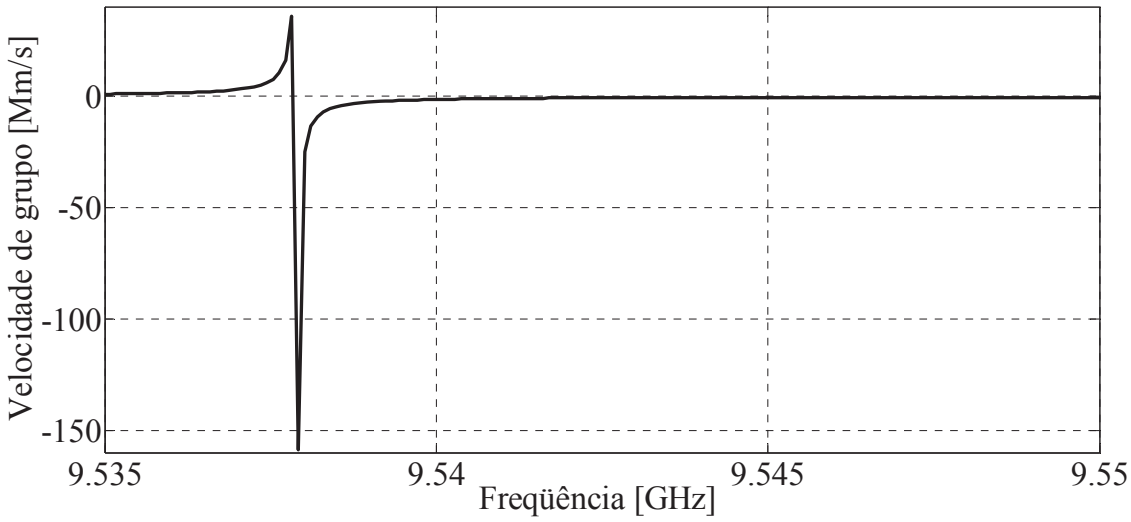


Fig. 2.2. Velocidade de grupo de um material de mão esquerda, quando a permeabilidade e a permissividade são negativas.

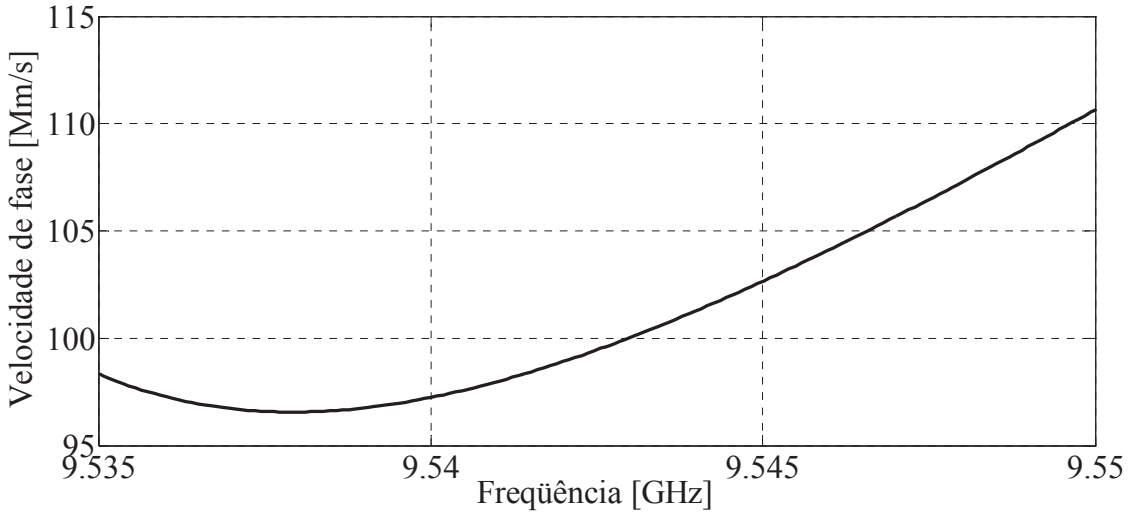


Fig. 2.3 Velocidade de fase de um material de mão esquerda, quando a permeabilidade e a permissividade são negativas.

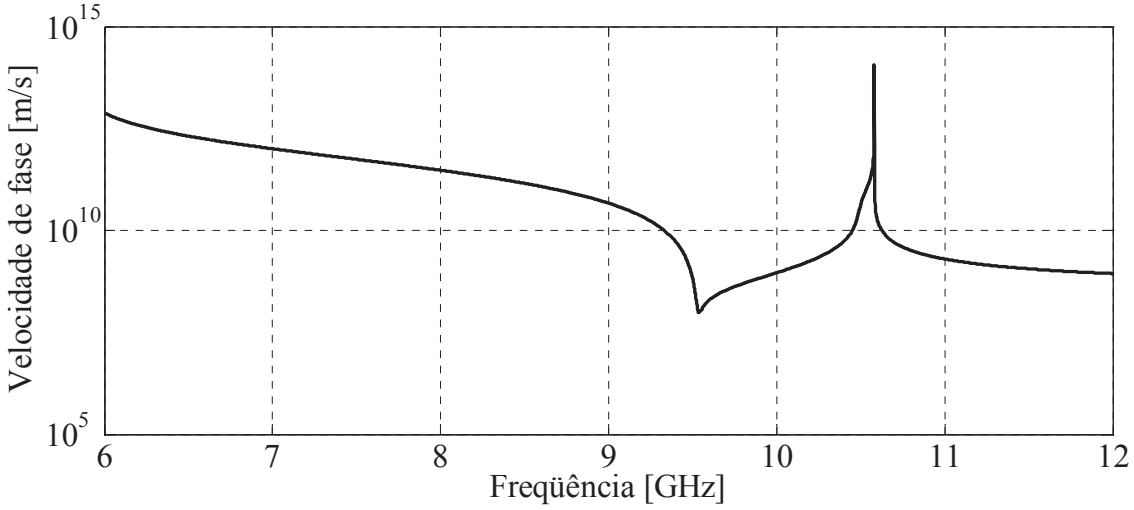


Fig. 2.4. Comportamento geral da velocidade de fase para o material de mão esquerda. O eixo vertical está com escala logarítmica para melhor visualização da curva.

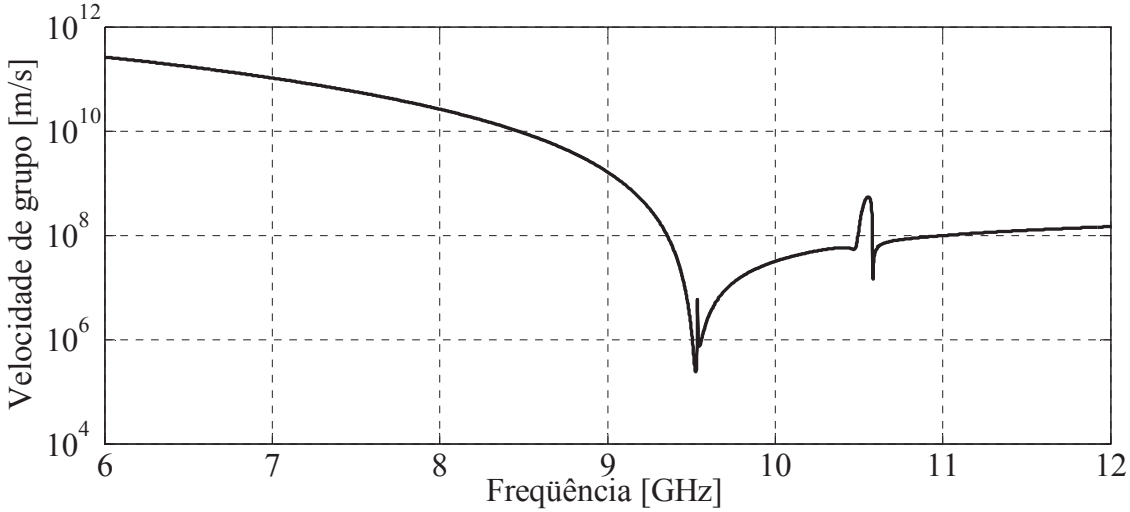


Fig. 2.5. Comportamento geral da velocidade de grupo para o material de mão esquerda. O eixo vertical está com escala logarítmica para melhor visualização da curva e com valores absolutos devido aos valores negativos da velocidade de grupo.

2.3 Modelo aproximado para o estudo de LHMM

Um modelo para estudos do LHMM baseia-se no comportamento de uma linha de transmissão bifilar homogênea, representada por uma associação de parâmetros distribuídos. Nesta adaptação, o ramo longitudinal é formado por um indutor em série com um capacitor e a conexão transversal é constituída por um indutor em paralelo com um capacitor. Assim, cada célula da estrutura assume o aspecto da Fig. 2.6. Esta configuração fica compatível com a descrição do fator de fase negativo, que conduz a velocidade de fase e grupo antiparalelas[13].

Para simplificação da análise em termos matemáticos, admite-se uma estrutura sem perdas, constituída apenas por elementos reativos. O indutor no ramo longitudinal e o capacitor no ramo transversal correspondem à indutância e capacitância parasitas do capacitor do ramo longitudinal e do indutor do ramo transversal, respectivamente [14] [15].

Aplicando os procedimentos da linha de transmissão convencional, supõe-se que o meio tenha extensão infinita de sucessivas células idênticas às da Fig. 2.6, ligadas em cascata. A partir desta configuração e considerando ω a freqüência angular do sinal aplicado, obtêm-se a impedância longitudinal e a admitância transversal descritas por:

$$Z_s = i\omega L_R + \frac{1}{i\omega C_L} \qquad (2.28) \qquad Y_p = i\omega C_R + \frac{1}{i\omega L_L} \qquad (2.29)$$

Assim, o fator de propagação fica:

$$\gamma = \sqrt{Z_s Y_p} = \sqrt{\left(i\omega L_R + \frac{1}{i\omega C_L}\right)\left(i\omega C_R + \frac{1}{i\omega L_L}\right)} \qquad (2.30)$$

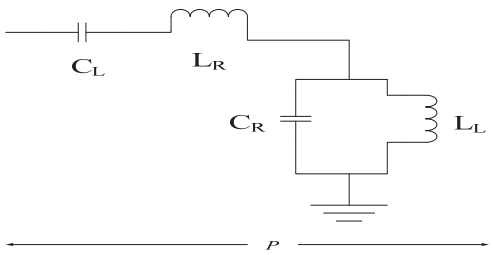


Fig. 2.6. Célula para modelagem do comportamento de um metamaterial

Como a equação (2.30) envolve apenas elementos reativos, o fator de propagação é uma grandeza imaginária, calculada a partir de:

$$\gamma = \sqrt{-\omega^2 L_R C_R + \frac{L_R}{L_C} + \frac{C_R}{C_L} - \frac{1}{\omega^2 L_L C_L}} = i\beta \qquad (2.31)$$

Sendo β o fator de fase em radianos por metro. Seu valor é obtido com:

$$\beta = \sqrt{\omega^2 L_R C_R + \frac{1}{\omega^2 L_L C_L} - \frac{1}{C_L L_L}(L_R C_L + L_L C_R)} \qquad (2.32)$$

Nesta expressão, identificam-se as *freqüências de ressonância série* (ω_{se}) e *paralela* (ω_{sh}) em torno das quais são feitas as avaliações do desempenho do meio. Seus valores são:

$$\omega_{se} = \frac{1}{\sqrt{L_R C_L}} \qquad (2.33) \qquad\qquad \omega_{sh} = \frac{1}{\sqrt{L_L C_R}} \qquad (2.34)$$

Portanto, o fator de fase no meio analisado passa a ser expresso em função destes parâmetros da forma

$$\beta = \sqrt{\frac{\omega^2}{\omega_R^2} + \frac{\omega_L^2}{\omega^2} - \omega_L^2 \left(\frac{1}{\omega_{se}^2} + \frac{1}{\omega_{sh}^2} \right)} \qquad (2.35)$$

onde:

$$\omega_R = \frac{1}{\sqrt{C_R L_R}} \qquad (2.36) \qquad\qquad \omega_L = \frac{1}{\sqrt{C_L L_L}} \qquad (2.37)$$

Ainda acompanhando a modelagem adotada para a representação do meio, acha-se uma impedância característica por:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{Z_s}{Y_p}} = \sqrt{\frac{L_L}{C_L} \left(\frac{1 - \omega^2 L_R C_L}{1 - \omega^2 L_L C_R} \right)} \qquad (2.38)$$

Quando se excitar um material que possa ser representado como na Fig.2. 6, desde que o comprimento de uma célula do material (p) seja muito menor que o comprimento de onda do sinal aplicado, para que o material possa ser considerado homogêneo, o fator de fase resultante $\beta(\omega)$ é dado por [13][14][15]

$$\beta = s(\omega) \sqrt{\left[\omega^2 L_R C_R + \frac{1}{\omega^2 L_L C_L} - \frac{1}{L_L C_L} \left(\frac{1}{\omega_{se}^2} + \frac{1}{\omega_{sh}^2} \right) \right]} \qquad (2.39)$$

Neste cálculo, tomou-se por referência (2.32) e considerou-se um fator que determinasse o sinal do fator de fase como:

$$s(\omega) = \begin{cases} -1 & \text{para} \quad \omega < min\,(\omega_{se}, \omega_{sh}) \\ +1 & \text{para} \quad \omega > max\,(\omega_{se}, \omega_{sh}) \end{cases} \qquad (2.40)$$

A Equação (2.40) diz que quando $s(\omega) = -1$, a impedância no ramo longitudinal da Fig. 2.2 será capacitiva e no ramo transversal será indutiva. Quando $s(\omega) = +1$, ocorrerá o contrário, o que se comprova atribuindo-se valores aos elementos do circuito equivalente. Levando-se em conta que deseja-se avaliar o desempenho em faixas de centenas até milhares de megahertz, consideraram-se valores que fossem aceitáveis nessas freqüências. Escolheram-se: ω_{sh}= 0,2Grad/s, ω_{se} = 1Grad/s, L_R = 1μH, C_L = 1pF, L_L = 8,2μH, C_R = 3pF, ω_R = 0,5773Grad/s e ω_L = 0,3492Grad/s. Uma observação em (2.35) permite verificar que existem condições que levam à anulação do fator de fase. Isto acontece quando

$$\frac{\omega^2}{\omega_R^2} + \frac{\omega_L^2}{\omega^2} = \omega_L^2 \left(\frac{1}{\omega_{se}^2} + \frac{1}{\omega_{sh}^2} \right) \tag{2.41}$$

O desenvolvimento desta expressão resulta em uma equação biquadrada cuja solução é:

$$\omega = \sqrt{\frac{\omega_L^2 \omega_R^2}{2} \left(\frac{\omega_{se}^2 + \omega_{sh}^2}{\omega_{se}^2 \omega_{sh}^2} \right) \pm \frac{\omega_R \, \omega_L}{2} \sqrt{\omega_L^2 \omega_R^2 \left(\frac{\omega_{se}^2 + \omega_{sh}^2}{\omega_{se}^2 \omega_{sh}^2} \right)^2 - 4}} \tag{2.42}$$

de onde se obtêm os valores $\omega_1 = \omega_{sh}$ e $\omega_2 = \omega_{se}$. Avaliando a expressão dentro da raiz quadrada de (2.39) para valores menores do que ω_1 e maiores que ω_2, obtêm-se resultados positivos do discriminante. Quando a freqüência ficar entre ω_1 e ω_2, os valores são negativos e o fator de fase torna-se imaginário. Conseqüentemente, neste intervalo não há propagação de sinal, uma vez que a onda torna-se evanescente. O comportamento geral do fator de fase assume o aspecto da Fig. 2.7, obtida com auxílio do programa Matlab®.

Quando ω_{sh} for igual a ω_{se}, chamada de *condição de balanceamento* do material, a descontinuidade na Fig. 2.7 deixa de existir, que implica em $L_R C_L = L_L C_R$. A impedância característica referente ao modelo da Fig.2.6 torna-se independente da freqüência:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L_L}{C_L}} = \sqrt{\frac{L_R}{C_R}} \tag{2.43}$$

Isto é vantajoso porque possibilita estabelecer as condições em que o sinal pode propagar-se em uma única direção, com ausência de ondas refletidas.

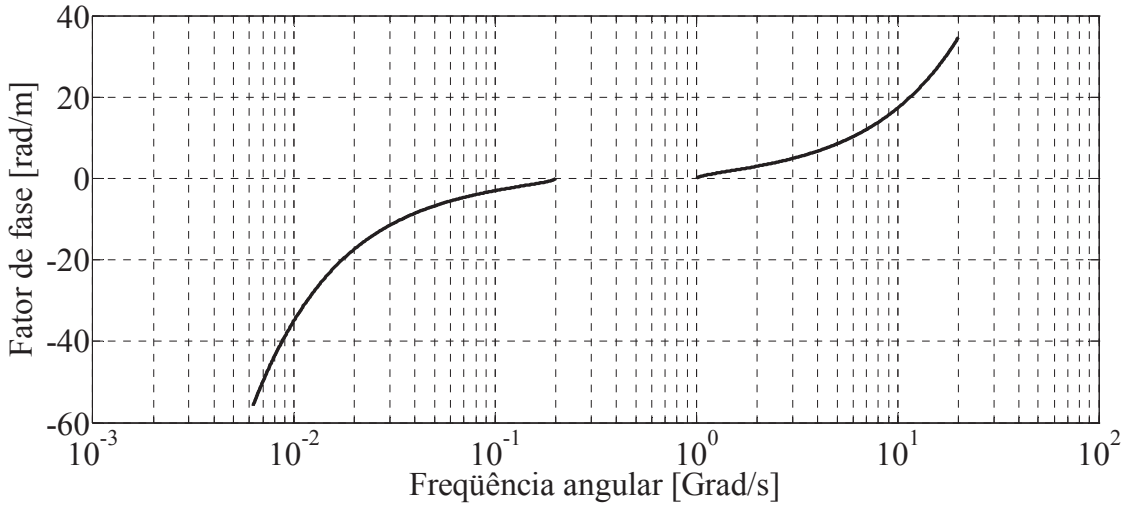


Fig. 2.7. Comportamento do LHMM mostrando os valores de freqüência em que o fator de fase representa grandeza real e a faixa em que não existe propagação no meio**.**

2.4 Permissividade elétrica e permeabilidade magnética dos LHMM

2.4.1 Obtenção da permissividade elétrica

J. B. Pendry et al. [11] sugeriram uma estrutura periódica com fios condutores muito finos para a modificação da permissividade elétrica do metamaterial. (Fig. 2.8). Em sua descrição matemática, esta estrutura apresenta comportamento semelhante ao de um plasma [8] e estabeleceu-se a idéia de se fazer uma analogia entre as duas situações. O plasma é um meio gasoso ionizado constituído por elétrons livres e íons positivos. Devido à massa dos elétrons ser muitas vezes menor do que as massas dos íons, estes se encontram praticamente em repouso comparativamente à rapidez de movimento dos elétrons. Nos fios condutores, os elétrons livres são equivalentes aos elétrons livres no plasma e os íons, presos na estrutura cristalina do metal, são comparáveis aos íons quase estáticos do plasma. A permissividade relativa de uma estrutura semelhante à da Fig. 2.8 é [11][16]:

$$\varepsilon_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega\left(\omega + \dfrac{i\,\varepsilon_0 \omega_p^2\, a^2}{r^2\,\pi\sigma}\right)} \tag{2.44}$$

onde, ω é a freqüência angular da onda eletromagnética presente na estrutura, ε_0 é a permissividade elétrica absoluta do vácuo, *a* é a distância entre os centros de dois fios

condutores adjacentes. Aconselha-se que seja menor que um quarto do comprimento de onda do sinal guiado no material para que a estrutura seja considerada homogênea [16].

O valor de *r* indica o raio de cada fio, σ é a condutividade do material dos fios que formam a estrutura, ω_p é a freqüência angular do plasma, obtida com:

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi c_0^2}{a^2 \ell n(a/r)} \tag{2.45}$$

Nesta expressão, c_0 é velocidade de propagação de onda eletromagnética no vácuo. Na Equação (2.44), deve ser notado que se o meio onde os fios condutores estiverem imersos não for o vácuo, a primeira parcela deve ser substituída pela permissividade relativa do meio para que o efeito seja introduzido.

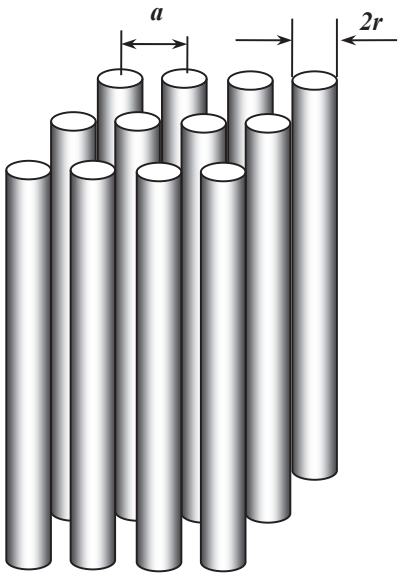


Fig. 2.8. Arranjo de fios condutores incorporados em um meio dielétrico com objetivo de alterar suas características elétricas.

Observa-se que o segundo termo do denominador de (2.44) tem dimensão de freqüência angular, representada como:

$$\omega_c = \frac{\varepsilon_0 \omega_p^2 a^2}{r^2 \pi \sigma} \tag{2.46}$$

Desta maneira, a expressão original fica em uma forma mais simples:

$$\varepsilon_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega\,(\omega + i\,\omega_c)} = 1 - \frac{\omega_p^2(\omega - i\,\omega_c)}{\omega\,(\omega^2 + \omega_c^2)} = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + \omega_c^2)} + i\frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega\,(\omega^2 + \omega_c^2)} \tag{2.47}$$

onde se identificam a parte real e a imaginária da permissividade:

$$\varepsilon_r' = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \omega_c^2} \qquad (2.48) \qquad \varepsilon_r'' = \frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega\,(\omega^2 + \omega_c^2)} \qquad (2.49)$$

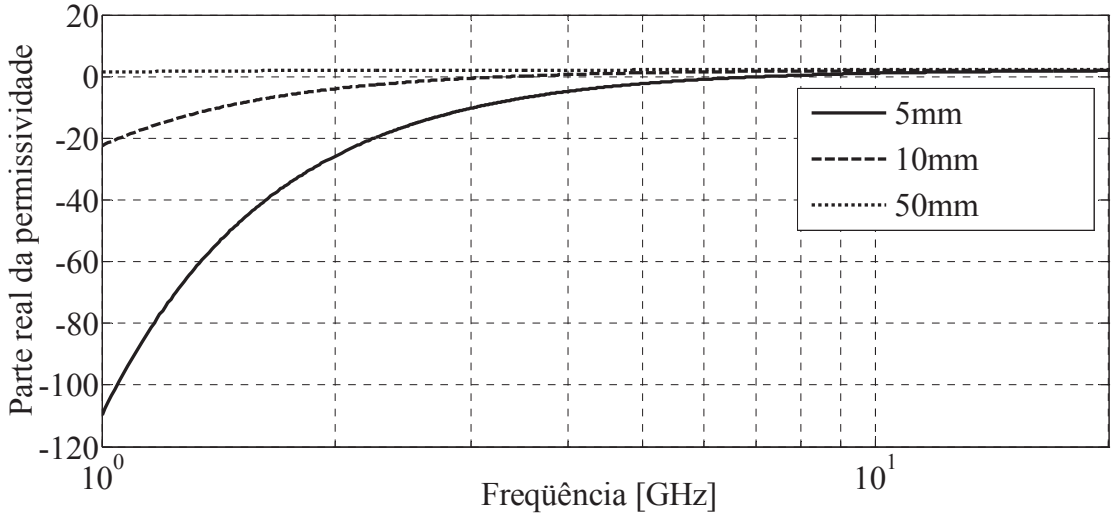
De acordo com (2.48), existe uma freqüência em que a parte real anula-se e abaixo da qual os resultados resultam permissividade negativa. Este limite é determinado por:

$$\omega_{eo} = \sqrt{\omega_p^2 - \omega_c^2} = \omega_p \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_c}{\omega_p}\right)^2} \qquad (2.50)$$

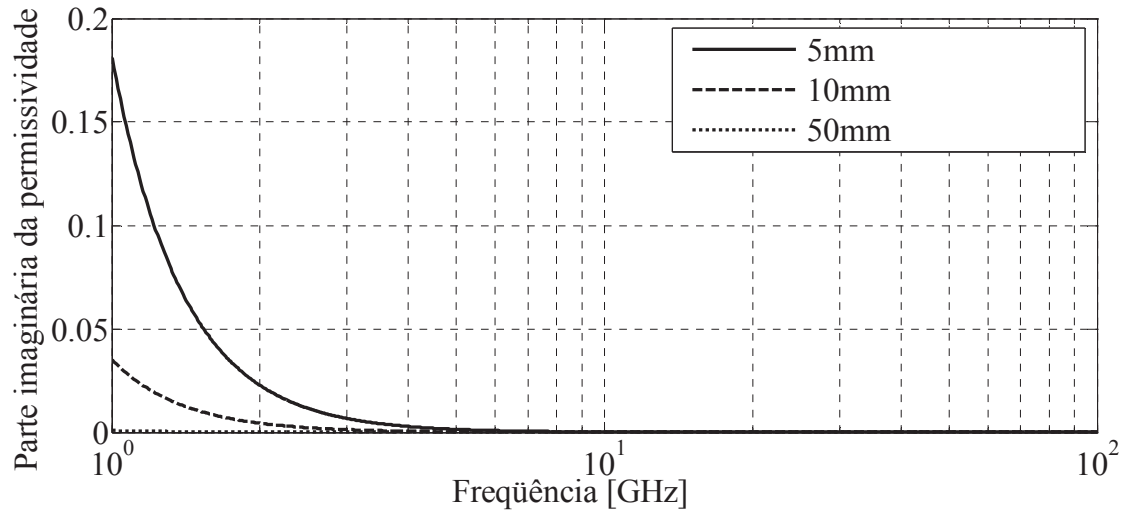
Para um estudo quantitativo do comportamento geral do meio, especificaram-se condutores de alumínio, cuja condutividade é de 34MS/m, com r = 30μm. Admitiu-se a separação a de 5mm, 10mm e 50mm, inseridos num dielétrico com permissividade elétrica relativa igual a 2,2, aproximadamente o valor para o PTFE. Para estas especificações, o uso de (2.45) e (2.46) levaram, respectivamente, aos valores ω_p = 66,493Grad/s e ω_c = 10,18Mrad/s, ω_p = 21,200Grad/s e ω_c = 8,97Mrad/s, ω_p = 5,522Grad/s e ω_c = 281krad/s. Tomaram-se as equações anteriores para a análise do comportamento com o auxílio do programa Matlab® e foram obtidas as curvas mostradas na Fig. 2.9.

São observadas freqüências em que ε'_r assume valores negativos, o que implica dizer se o meio for sem perdas não haverá transferência de sinal no meio. Verifica-se, ainda, que há uma freqüência em que a parte real anula-se e a partir dela torna-se positiva. Em vista da elevada condutividade utilizada em (2.44), a parte imaginária de ε_r assumiu valores muito pequenos, comparados com os da parte real, nas freqüências analisadas.

O estudo da permissividade mostra uma influência significativa do afastamento entre os fios condutores implantados no material. Os valores obtidos demonstram que a freqüência de corte será tanto menor quanto maior for a separação entre os fios. Os menores valores da parte imaginária da permissividade representam uma característica vantajosa por corresponderem a menores perdas de potência na faixa em que for possível a transmissão[17]. Nota-se na Fig. 2.9 que acima de 50mm praticamente não há mais diferença entre os resultados obtidos para maiores separações, além disto, independentemente da separação, para altas freqüências os valores na parte (a) e (b) são quase coincidentes acima de 10GHz e na parte imaginária acima de 5GHz.



(a)



(b)

Fig. 2.9. Comportamento da permissividade de um meio metamaterial com fios de alumínio, com os diâmetros e separações destacados no texto. (a) Variação da parte real com a freqüência. (b) Influência da freqüência sobre a parte imaginária.

2.4.2 Permeabilidade magnética para elementos no espaço

Uma sugestão para controlar a permeabilidade magnética em metamateriais é pela construção de uma estrutura periódica com anéis metálicos fendidos ressonantes. Fig. 2.10 [10]. Utilizam-se condutores não-magnéticos, pois deseja-se o controle sem a influência da permeabilidade própria do metal utilizado e, adicionalmente, a permeabilidade de materiais

magnetizáveis sofre variações significativas com a freqüência [18]. Este fato implicaria em maiores dificuldades de sua inclusão nas avaliações do desempenho. Serão formadas as associações com quatro conjuntos de anéis, identificadas como *células*.

A Fig. 2.10 apresenta dois pares de anéis concêntricos em dois planos paralelos. A idéia de controlar a permeabilidade magnética usando a estrutura proposta fundamenta-se no fato de a imantação resultar do movimento de elétrons em trajetórias fechadas em torno dos núcleos dos átomos e em torno de seus eixos imaginários (*spin*), agindo como dipolos magnéticos. Existem, ainda, os spins associados aos prótons nos núcleos, porém, o efeito magnético predominante é oriundo dos elétrons.

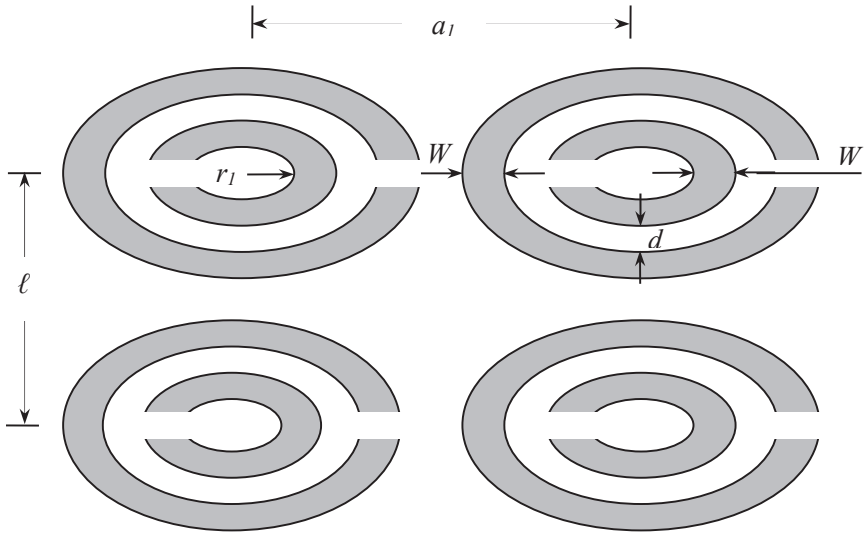


Fig. 2.10. Célula tridimensional para obtenção de permeabilidade magnética em metamateriais.

Seguindo esta idéia, observa-se que os anéis reproduzem em escala macroscópica a ação que resulta na imantação do meio, quando sujeitos a uma corrente elétrica. As suas extremidades interrompidas têm efeito de capacitâncias e o laço condutor representa a ação de uma indutância. Cada associação fenda-laço de corrente forma um circuito ressonante, com o comportamento conhecido com a freqüência. A interação dos efeitos magnéticos dos anéis com os elétrons em movimento no meio alteram seus momentos magnéticos e o resultado é uma modificação na permeabilidade.

A indução magnética $\vec{B}$ no interior de qualquer material dependerá da forma com que os momentos dos dipolos magnéticos combinam-se. Seu valor é determinado por:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \chi_m \vec{H} = (1 + \chi_m)\mu_0 \vec{H} \tag{2.51}$$

onde χ_m é a susceptibilidade magnética, $\vec{H}$ é o campo magnético e μ_0 é a permeabilidade magnética do vácuo. Define-se a permeabilidade magnética relativa como

$$\mu_r = (1 + \chi_m) \tag{2.52}$$

Quando os anéis metálicos fendidos forem combinados em uma estrutura periódica circular, a permeabilidade magnética relativa é encontrada com o auxílio de [10]:

$$\mu_r = 1 - \frac{\pi r_1^{\,2}}{a_1^{\,2}\left[1 - \dfrac{3\ell c_0^2}{\pi\omega^2 r_1^{\,3}\ell n(2W/d)} + \dfrac{i2\ell R_f}{r_1\mu_0\omega}\right]} \tag{2.53}$$

onde r_1 é o raio interno do anel, d é a separação entre as bordas dos anéis, medida na direção radial, a_1 é a distância entre os centros de dois anéis adjacentes no mesmo plano. Este valor deve ser menor que um quarto do comprimento de onda do sinal guiado no material para que a estrutura seja considerada homogênea [16]. Ainda nesta expressão, ℓ é a distância entre dois anéis em planos adjacentes paralelos, W é a largura da fita de cada anel, R_f é a resistência por unidade de comprimento ao longo da circunferência de um dos anéis planos, expressa em ohms por metro (Ω/m). Para a especificação deste valor, considera-se que todos os anéis sejam fabricados do mesmo material e tenham a mesma área de secção transversal, determinada com base na fórmula clássica para o cálculo de resistência elétrica de um condutor em baixas freqüência modificada pelo efeito pelicular[19]. Esta influência aparece em condutores submetidos a sinais de alta freqüência e a resistência ôhmica das películas pode assumir valores elevados, até algumas centenas de ohms por metro de comprimento. Para o cálculo de R_f empregam-se:

$$R_f = \frac{1}{\delta_c \sigma W} \tag{2.54}$$

$$\delta_c = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu_0 \sigma}} \tag{2.55}$$

onde f é a freqüência, δ_c é a profundidade de penetração e representa a distância necessária para a densidade de corrente cair para $1/e$ em relação ao valor de superfície, sendo e = 2,7182... a base dos logaritmos naturais.

Para uma interpretação mais conveniente do comportamento da permeabilidade relativa, seu valor será reescrito na forma:

$$\mu_r = 1 - \frac{\pi r_1^{\,2}}{b_r + i b_i} = 1 - \frac{\pi r_1^{\,2}\,(b_r - i\,b_i)}{b_r^2 + b_i^2} = 1 - \left(\frac{\pi r_1^{\,2}\,b_r}{b_r^2 + b_i^2} \right) + i \left(\frac{\pi r_1^{\,2}\,b_i}{b_r^2 + b_i^2} \right) \tag{2.56}$$

onde b_r e b_i são as partes real e imaginária do denominador de (2.53). Esta relação mostra a possibilidade de haver uma freqüência em que a parte real torna-se igual a zero. Isto ocorre quando

$$\frac{\pi r_1^{\,2}\left[1 - \dfrac{3\,\ell\,c_0^2}{\pi\omega^2\, r_1^{\,3}\,\ell n(2W/d)} \right]}{a_1^2 \left[1 - \dfrac{3\,\ell\,c_0^2}{\pi\omega^2\, r_1^{\,3}\,\ell n(2W/d)} \right]^2 + a_1^2 \left[\dfrac{2\,\ell\,R_f}{r_1 \mu_0 \omega} \right]^2} = 1 \tag{2.57}$$

Desenvolvendo (2.57), chega-se à expressão geral:

$$p\,\omega^4 + q\,\omega^2 - u = 0 \tag{2.58}$$

sendo

$$p = \left(1 - \frac{a_1^2}{\pi r_1^{\,2}} \right) \tag{2.59}$$

$$u = \frac{\omega_{res}^4\, a_1^2}{\pi r_1^{\,2}} \tag{2.60}$$

$$q = \left(\frac{2\,\omega_{res}^2\, a_1^2}{\pi r_1^{\,2}} - \frac{\omega_0^2\, a_1^2}{\pi r_1^{\,2}} - \omega_{res}^2 \right) \tag{2.61}$$

$$\omega_{res} = \sqrt{\frac{3\,\ell\,c_0^2}{\pi r_1^{\,3}\,\ell n(2W/d)}} \tag{2.62}$$

$$\omega_0 = \frac{2\,\ell\,R_f}{r_1\,\mu_0} \tag{2.63}$$

Com a solução para a equação biquadrada, a freqüência angular em que a parte real torna-se nula é

$$\omega_{zn} = \sqrt{\frac{-q \pm \sqrt{q^2 - 4\,p\,u}}{2\,p}} \tag{2.64}$$

A substituição dos coeficientes nesta equação mostra dois valores designados *primeira* e *segunda freqüência de nulos*. Em uma delas ocorre a transição de valor positivo para negativo e na outra de valor negativo para positivo.

A Equação (2.53) destaca o fato de a permeabilidade magnética também assumir característica de grandeza complexa, com partes real e imaginária dependentes da freqüência, como mostra a Fig. 2.11. De acordo com este levantamento, há alguns aspectos que merecem ser salientados. Em primeiro lugar, fica evidente a influência da separação entre os anéis sobre o comportamento da estrutura. Em segundo, identificam-se valores em que a parte real da permeabilidade magnética fica negativa. Conforme (2.56), a parte imaginária envolve apenas valores positivos e, mais uma vez, dependentes da freqüência. O exame de (2.53) mostra um valor para ω no qual a parte real do denominador torna-se igual a zero. Nestas circunstâncias, a fração fica imaginária pura e assume o valor máximo possível. Quando esta condição for satisfeita, diz-se que se opera na *freqüência de ressonância*. Impondo esta condição e considerando que o meio onde os anéis estão inseridos seja o vácuo, de (2.53) deduz-se que esta freqüência expressa em gigahertz é dada por:

$$f_{res} = \frac{1}{2\pi\times 10^9}\sqrt{\frac{3\ell c_0^2}{\pi r_1^3\,\ell n(2W/d)}} \qquad (2.65)$$

$$c = \sqrt{\frac{1}{\varepsilon\mu_0}} \qquad (2.66)$$

onde ε representa a constante dielétrica do meio e μ_0 sua permeabilidade magnética, igual a do vácuo por ser um meio não magnético. Nos levantamentos mostrados na Fig. 2.11, utilizaram-se anéis de cobre com a_1 = 8,5mm, W = 1mm, d = 0,1mm, r_1 = 2mm, inseridos num meio com permissividade elétrica relativa igual a 1,6. Tendo em vista que fora da região sólida, o meio é o ar, pode-se prever que a constante dielétrica final é próxima da média aritmética entre o substrato especificado e o ar. Se o meio for outro que não o vácuo, em lugar de c_0 deve ser utilizada a velocidade de propagação da onda eletromagnética c do referido meio, obtida com (2.66).

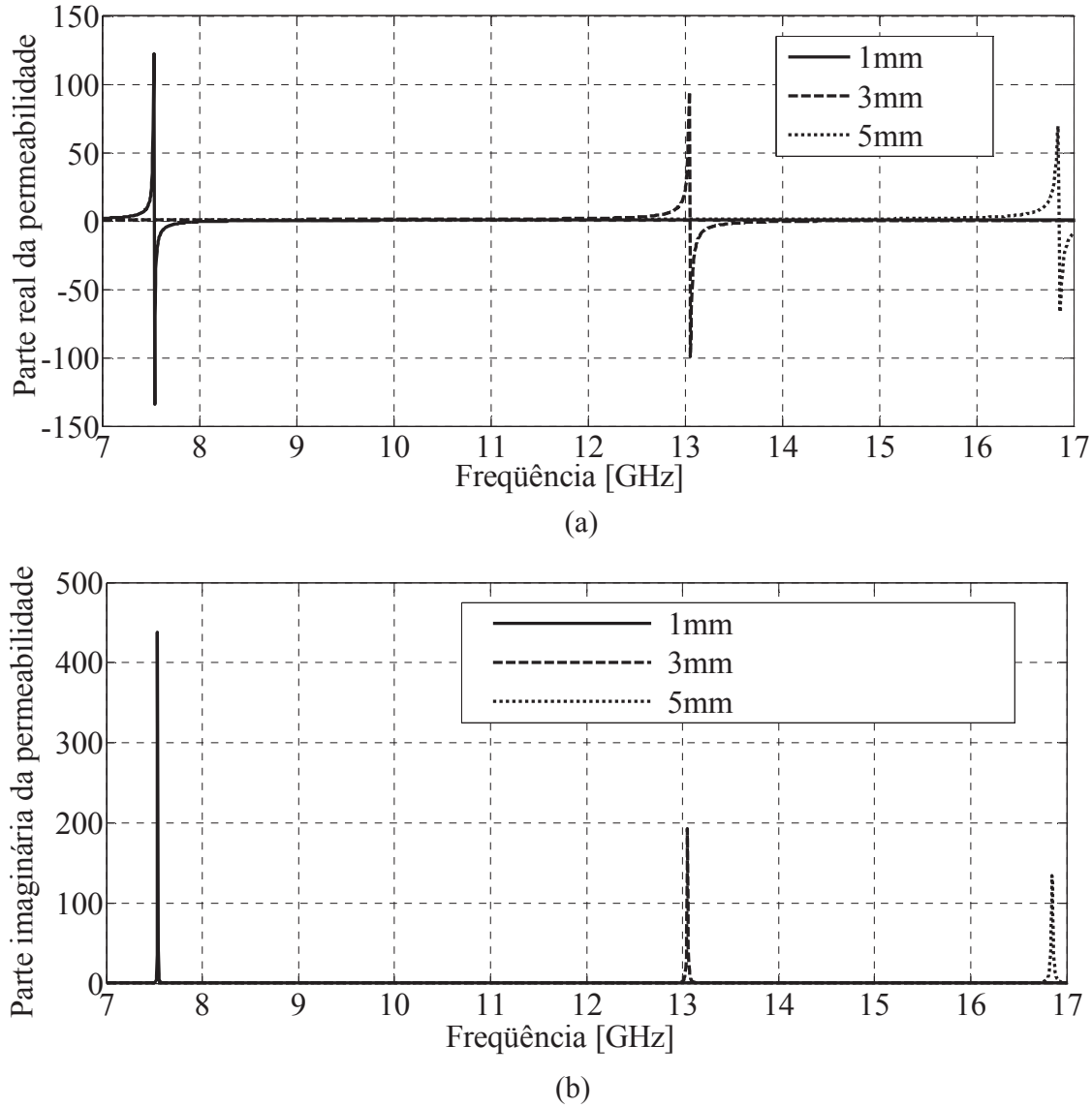


Fig. 2.11. Comportamento da permeabilidade de um meio metamaterial com anéis de cobre distribuídos em planos paralelos, com dimensões conforme destacado no texto. (a) Parte real. (b) Parte imaginária.

Na Fig. 2.11, para destacar a influência da separação entre os planos paralelos, para ℓ foram empregados os valores de 5mm, 3mm e 1mm. Da análise proposta, as freqüências de ressonância em cada caso e os valores em que a parte real da permeabilidade passa por zeros, intervalo onde a permeabilidade assume valores negativos, estão apresentadas na Tabela 2.1. Nota-se que entre as freqüências de zero não haveria propagação de sinal se o meio fosse sem perdas, visto que a parte real da permeabilidade torna-se negativa.

Tabela 2.1. Freqüências de ressonância conforme a separação entre os anéis.

Separação	Freqüência de ressonância (GHz)	Primeira Freqüência de zero (GHz)	Segunda Freqüência de zero (GHz)
5mm	16,8483	16,8551	18,5407
3mm	13,0506	13,5003	14,3602
1mm	7,5348	7,5361	8,2932

2.4.3 Obtenção da permeabilidade magnética para elementos no plano

Quando os anéis fendidos estiverem distribuídos em apenas um plano, conforme a Fig. 2.12, a permeabilidade relativa é dada por[10][20]

$$\mu_r = 1 - \frac{\pi r_1^{\,2}}{a_1^{\,2}\left[1 - \dfrac{3d}{\pi^2 \varepsilon_0 \mu_0 \omega^2 r_1^{\,3}} + \dfrac{i 2 R_{ff}}{r_1 \mu_0 \omega}\right]} \tag{2.67}$$

Os parâmetros na Fig. 2.12 e em (2.67) têm os mesmos significados que os da Fig. 2.10 e de (2.53). A exceção é o valor de R_{ff} que em (2.67) representa a média da resistência elétrica medida em (Ω) de um conjunto de anéis concêntricos fendidos, calculado como:

$$R_{ff} = \frac{2\pi\left(r_1 + W + d/2\right)}{\delta_c \sigma W} \tag{2.68}$$

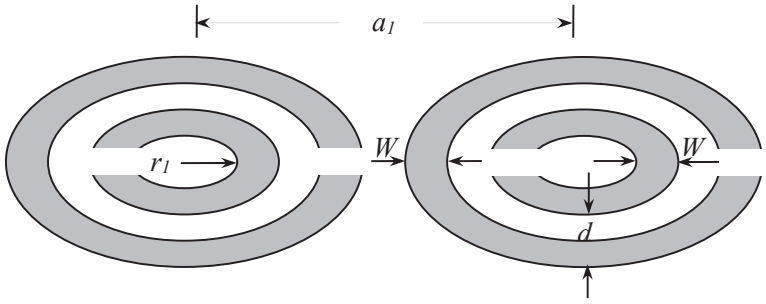
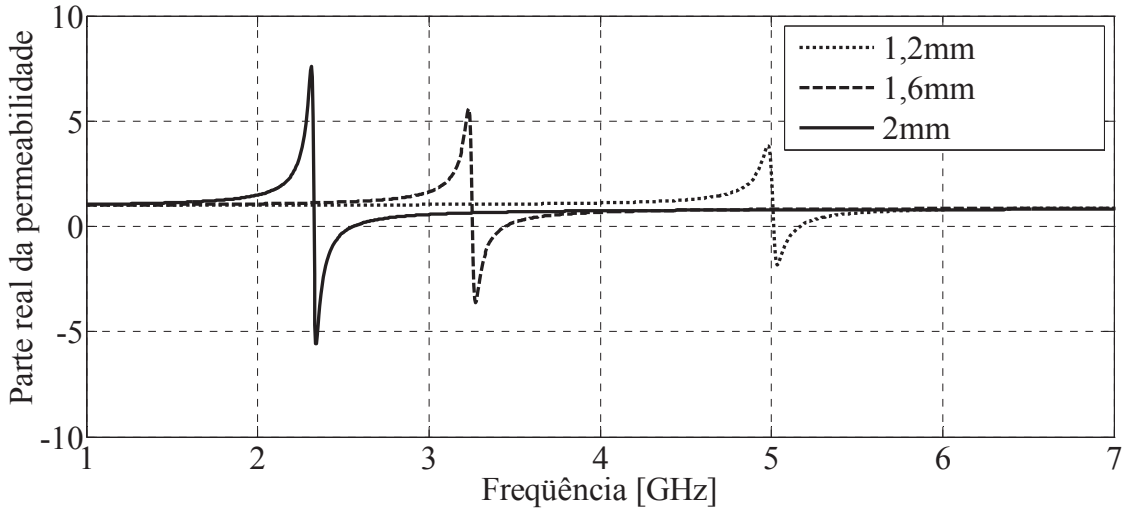


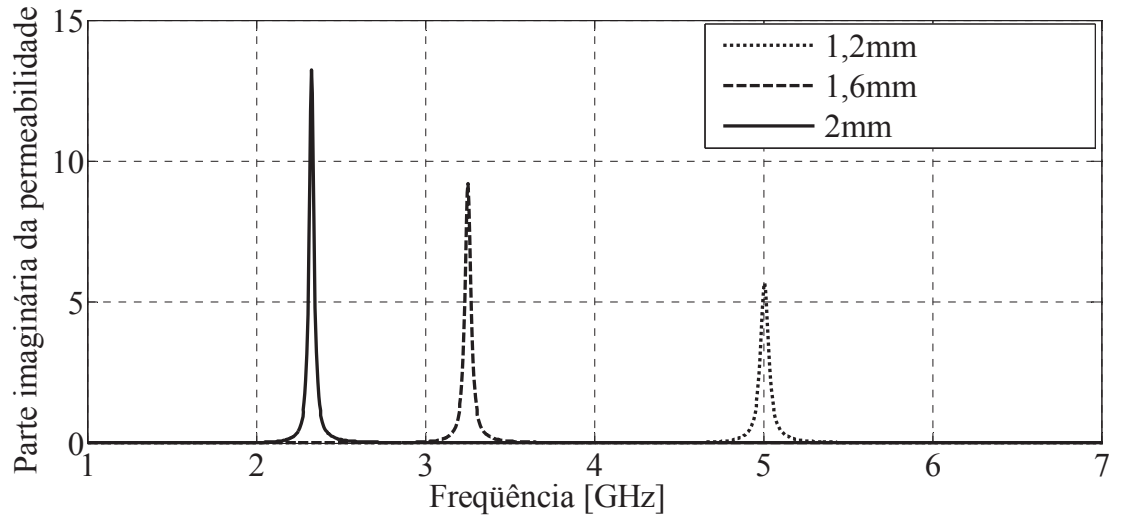
Fig. 2.12. Célula bidimensional para obtenção de permeabilidade magnética em metamateriais.

Também neste caso, deve ser ressaltado que se os anéis estiverem em um meio que não seja o vácuo, em (2.67) ε_0 deve ser multiplicada pela permissividade relativa ε_r correspondente. Na parte (a) e na parte (b) da Fig. 2.13 mostram-se os resultados dos cálculos de (2.67). Utilizaram-se anéis de cobre com a_1 = 8,5mm, W = 1mm, d = 0,1mm, inseridos em um meio de permissividade elétrica relativa igual a 1,6. Para r_1, adotaram-se os valores de 1,2mm,

1,6mm e 2mm.



(a)



(b)

Fig. 2.13. Comportamento da permeabilidade de um meio metamaterial com anéis de cobre, apenas em um plano, conforme destacado no texto. (a) Parte real. (b) Parte imaginária.

Comparando a Fig. 2.11 e a Fig. 2.13, nota-se que tanto as partes imaginárias como as reais apresentam configurações semelhantes, com algumas diferenças. Observa-se que a Fig. 2.11 apresenta maiores valores tanto da parte real como da parte imaginária da permeabilidade e maiores freqüências de ressonância.

2.5 Comentários do capítulo

Em linhas gerais, discutiram-se tipos de materiais em função do sinal positivo ou negativo que assumem as partes reais da permissividade elétrica e da permeabilidade magnética. Avaliaram-se, de forma qualitativa e quantitativa, algumas características dos *metamateriais de mão esquerda* (*LHMM*), que apresentam, simultaneamente, partes reais da permissividade elétrica e da permeabilidade magnética com valores negativos. Para se mostrar com maior clareza os sinais que as velocidades de fase e grupo admitem em *LHMM*, em uma primeira abordagem foram feitos desenvolvimentos considerando a permissividade e permeabilidade como constantes, como foram deduzidas as expressões gerais, o conhecimento das formas de variação da permeabilidade e da permissividade permitirá o cálculo dos valores em uma condição geral. Devido aos elementos parasitas, associados às partes metálicas, existirão freqüências onde os *LHMM* apresentarão valores positivos de permissividade e permeabilidade. Finalizou-se mostrando algumas formas de se implementarem os *LHMM*.

Capítulo 3

Antenas Impressas

3.1 Introdução

As antenas impressas, também chamadas de antenas de microlinha ou antenas de microfita, são formadas a partir de um elemento irradiador constituído de uma película metálica sobre uma lâmina de material dielétrico. Na face oposta dessa lâmina, costuma-se ter outra película metálica que constituirá o plano de terra. Teoricamente, o elemento irradiador pode assumir diferentes formas, mas há alguns tipos mais usados, como os de formato retangular, circular e triangular, mais fáceis de analisar e fabricar com características de irradiação convenientes.

O conceito de antena impressa foi proposto por Deschamps [21] em 1953 e em 1955 foi registrada na França uma patente em nome de Gutton e Baissinot [22]. Todavia, apenas depois de cerca de 20 anos Howell [23] e Munson [24] construíram o primeiro modelo para uso prático. Muitos desenvolvimentos têm sido feitos explorando as vantagens deste tipo de antena, tais como: peso reduzido, pequeno volume, possibilidade de moldagem ao formato da superfície onde forem instaladas, possibilidade de controle de polarização conforme a alimentação escolhida, facilidade de fabricação, etc.. Algumas de suas vantagens permitem que sejam empregadas em diversos sistemas, como em aeronaves, satélites, telefones celulares, equipamentos portáteis em geral, na construção de redes compactas de irradiadores, entre outras.

Com procedimentos adequados, antenas impressas são fabricadas desde freqüências da ordem de centenas de megahertz até, aproximadamente, o meio da faixa de EHF. Apesar de apresentarem várias vantagens, também possuem alguns pontos fracos, como uma limitação de ganho (tipicamente em torno de 6dBi), largura de faixa estreita, capacidade de operarem somente com baixos níveis de potência, dificuldade de fixar o tipo de polarização, e outros.

3.2 Elementos gerais das antenas impressas

3.2.1 Parâmetros construtivos

O elemento irradiador normalmente é de espessura muito estreita comparada com o comprimento de onda da freqüência de projeto, considerado no vácuo (λ_0). A espessura do substrato também é muito menor que λ_0, estando entre 0.003 λ_0 e 0.05 λ_0. Os substratos apresentam constante dielétrica relativa entre 2 e 12, valores relevantes para determinação das dimensões da antena. Constantes dielétricas mais próximas do limite inferior permitem melhor eficácia no processo de irradiação, por facilitarem o acoplamento com o ambiente externo, e podem permitir maior largura de faixa. Em contrapartida, leva à construção de antenas com maiores dimensões [7]. Os substratos finos e de constantes dielétricas mais altas são desejáveis porque possibilitam certo controle sobre eventuais acoplamentos indesejáveis. A estrutura final terá menor volume, mas são menos eficientes na irradiação e apresentam largura de faixa menor [7].

3.2.2 Formas de alimentação

(*a*) *Condições gerais para a alimentação*. A corrente de excitação da antena pode ser acoplada por contacto físico ou por um processo de indução. Existem muitas técnicas para isto, como as que utilizam cabo coaxial e linha de microfita em diferentes situações. Por exemplo, a microlinha pode estar no mesmo plano do elemento irradiador ou o sinal ser transferido por sua aproximação do ponto de excitação. O acoplamento pode ser por intermédio de uma fenda e um guia de onda construído no plano de terra, e assim por diante. A seleção da técnica de alimentação depende de vários fatores, buscando-se sempre uma eficiente transferência de energia entre a estrutura de alimentação e o elemento irradiador, além de boa eficiência entre o elemento de irradiação e o espaço em sua volta. Nestas condições, é relevante que se tenha pequeno coeficiente de reflexão na linha de excitação em toda a faixa de freqüências de operação, buscando-se uma condição próxima do casamento de impedância [25].

(*b*) *Excitação com cabo coaxial.* Nesta técnica, faz-se um pequeno orifício no substrato de forma que o condutor central do cabo seja soldado ao elemento irradiador e sua malha externa

é fixada ao plano terra. O ponto de fixação é escolhido com critérios segundo os quais se procura garantir que nesse ponto a impedância resultante aproxime-se da impedância característica do cabo coaxial (Fig. 3.1). Esta forma de excitação tem a vantagem da facilidade de implementação, porém com dificuldades de boa atuação em grandes larguras de faixa. Seria possível uma ampliação nesta característica com emprego de um substrato de maior espessura. Esta solução altera as características de irradiação, além de incluir modos espúrios com novas mudanças nas propriedades do sistema de alimentação, dificultando o casamento de impedância [26].

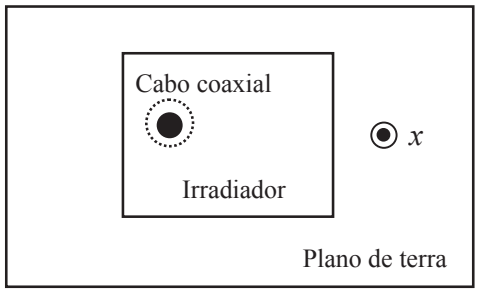


Fig. 3.1. Vista superior de uma antena de microfita com alimentação por cabo coaxial.

(*c*) *Microlinha no mesmo plano do elemento irradiador*. Nesta alimentação, têm-se duas possibilidades e uma delas é vista como escolha natural pelo fato de o elemento irradiador ser uma extensão da microlinha, como na Fig. 3.2. Ambos os elementos podem ser fabricados simultaneamente, segundo o mesmo procedimento. Em outra opção, tem-se um pequeno espaço entre a microlinha e a antena, com a conexão em um ponto no qual se obtém o melhor casamento de impedância. Segundo uma modelagem usual para descrição de antena de microfita, estabelecem-se fendas irradiadoras equivalentes em suas extremidades, ao longo do percurso do sinal guiado. Nas bordas laterais, ainda que fosse possível a presença de fendas semelhantes, seus efeitos são desconsiderados por serem irrelevantes na irradiação. Todos estes fatos influenciam as propriedades exigidas na microlinha para se ter bom casamento de impedância. Um detalhe importante refere-se ao fato de a própria microlinha de alimentação irradiar parte da energia por ela guiada. Portanto, apesar de a alimentação no mesmo plano do irradiador ser muito conveniente, existem limitações, com efeitos significativos quando o elemento estiver sendo construído para operação em faixa larga.

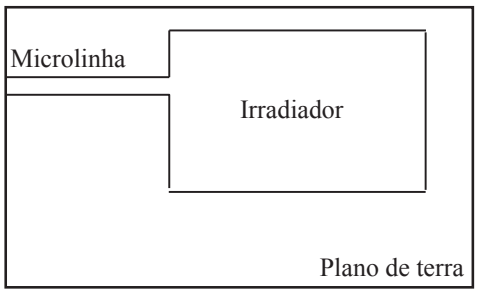


Fig. 3.2. Vista superior de uma antena de microfita com alimentação de microlinha no mesmo plano do elemento irradiador.

(*d*) *Acoplamento por aproximação da microlinha*. As antenas alimentadas desta forma possuem duas camadas dielétricas sobrepostas entre as quais se tem a linha de microfita para a alimentação. A película irradiadora fica sobre a parte superior do laminado, de maneira que se estabelece um acoplamento entre os dois elementos (Fig. 3.3). O emprego de duas camadas dielétricas, sendo a inferior de menor espessura, permite maior largura de faixa comparada às técnicas anteriores, além de reduzirem-se os níveis de sinais espúrios resultantes no conjunto [25].

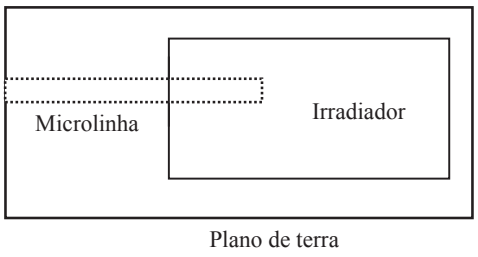


Fig. 3.3. Vista superior de uma antena de microfita com alimentação por acoplamento por aproximação de microlinha.

(*e*) *Acoplamento através de uma fenda*. Uma característica notável deste tipo de alimentação é a possibilidade de operação em maior largura de faixa do que os procedimentos anteriores. Também são usados dois substratos sobrepostos, mas o plano de terra situa-se entre os substratos e a microlinha fixada na parte inferior. (Fig. 3.4). A alimentação do elemento irradiador é feita através de uma fenda construída no plano de terra, isolado do elemento irradiador. Com isto, reduz-se a possibilidade de sinais espúrios da microlinha, capazes de interferir nos campos do irradiador, e permite uma emissão com maior pureza da polarização. A otimização das características das alimentações é feita variando os parâmetros estruturais do sistema tais como largura e posição da microlinha e as dimensões da fenda.

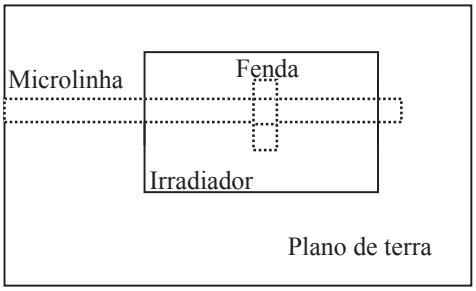


Fig. 3.4. Vista superior de uma antena de microfita com acoplamento do sinal da microlinha através de uma fenda.

3.3 Modelos para análise das características das antenas de microfita

3.3.1. Condições gerais para análise

Independentemente do formato do elemento irradiador, as características de irradiação e de campo próximo das antenas de microfita podem ser determinados com base na distribuição dos campos elétricos e magnéticos entre o elemento irradiador e o plano de terra ou com base na distribuição superficial de corrente no elemento irradiador. Normalmente, não são usados substratos anisotrópicos, há dificuldades de modelar certas técnicas de alimentação e deve-se contar com certa imprecisão se a relação entre a espessura do substrato e o comprimento de onda no vácuo for maior ou igual a 0.01. Procedimentos usuais empregam modelos aproximados que incluem expressões matemáticas com soluções analíticas relativamente simples, ainda que se deva esperar menor exatidão no resultado. Entre as formulações, destacam-se o modelo da linha de transmissão e o modelo da cavidade ressonante.

Existem soluções numéricas com resultados mais exatos, envolvendo expressões matemáticas mais complexas, denominados modelos de onda completa. Baseiam-se nas equações integrais de Sommerfeld [27] e na solução das equações de Maxwell no domínio do tempo. Há procedimentos mais proeminentes como o método de ondas completas no domínio da freqüência [28] [29] [30], o de equações integrais com funções potenciais de diferentes tipos[30] [31] [32] e o método das diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD) [33] [34]. As premissas para aplicação dos modelos de onda completa são o plano de terra e o substrato infinitos em duas dimensões. Portanto, esses modelos apresentam resultados mais exatos se as dimensões envolvidas forem muito maiores que a do comprimento de onda do sinal [25].

Como a idéia é verificar a influência do substrato de metamaterial no comportamento da antena, a análise e o projeto ficarão restritas às modelagens mais simples. Assim, optou-se

pelo método da linha de transmissão e pelo método da cavidade ressonante para fins de comparação e comprovação de resultados.

3.3.2. Modelo da linha de transmissão

(*a*) *Considerações gerais*. Neste modelo, a antena é representada por uma linha de transmissão com a especificação de impedâncias nas suas extremidades [26]. Essas terminações indicam os efeitos de fendas irradiantes que apresentam uma composição equivalente em forma de uma resistência e uma reatância, isto é, como elementos de circuito. A idéia é fundamentada na semelhança que alguns formatos de antenas de microfita têm com linhas de transmissão planares. Trata-se do modelo mais simples, permitindo obter características físicas aproximadas [35]. Por se admitir que a propagação na estrutura ocorra em um modo quase TEM [17], as análises empregam uma permissividade equivalente, resultante da combinação entre as características do substrato e o ambiente externo da antena. Trata-se de boa abordagem apenas quando o comprimento de onda no substrato for muito maior que a sua espessura, tolerando-se características de irradiação menos exatas. Com este método, para antenas retangulares considera-se a permissividade elétrica relativa do dielétrico (ε_r), a freqüência de ressonância (f_r) e a espessura do dielétrico (h) e procura-se determinar a largura (W_r) e o comprimento (L_r) do elemento irradiador.

(*b*) *Cálculo da largura do elemento irradiador*. Como a constante dielétrica efetiva é relacionada às dimensões finais da antena [26], adota-se um valor inicial com o qual se faz uma primeira avaliação. O indicado é a média aritmética entre a constante dielétrica do substrato (ε_r) e o ar. Ou seja,

$$\varepsilon_{rea} = \frac{\varepsilon_r + 1}{2} \tag{3.1}$$

O segundo passo é obter a largura para que a antena tenha uma boa eficiência de irradiação. Experiências anteriores [35] demonstraram que este parâmetro geométrico deve ser aproximadamente igual a meio comprimento de onda na freqüência de ressonância da antena. Para este cálculo, leva-se em conta a permissividade equivalente encontrada em (3.1) e a permeabilidade magnética do meio. Considerando que a idéia é empregar um metamaterial com permeabilidade diferente do vácuo, a largura da antena é obtida por:

$$W_r = \frac{3\times10^8}{2f_r\sqrt{\mu_{req}\varepsilon_{rea}}} \tag{3.2}$$

onde μ_{req} é a permeabilidade relativa equivalente, considerando os vários materiais envolvidos. Será verificado que a presença dos anéis pouco afastados do elemento irradiador impõe que o efeito predominante será o do metamaterial.

(*c*) *Comprimento do elemento irradiador*. Levando em conta que a freqüência de ressonância do modo fundamental depende do denominado *comprimento efetivo da antena*, é necessário conhecer este valor, um resultado ligeiramente diferente do seu comprimento geométrico. A razão é o fenômeno do franjamento nas extremidades, associado às fendas irradiadoras [35], como visto na Fig. 3.8 (seção 3.4). Assim, o comprimento total fica determinado por

$$L_{eq} = L_r + 2\Delta L \tag{3.3}$$

sendo ΔL os acréscimos em cada extremidade. Existem vários procedimentos práticos para a obtenção deste valor. Em um dos métodos, primeiramente encontra-se:

$$\xi_{za} = 0{,}434907\left[\frac{\varepsilon_{ref}^{0,81}+0{,}260}{\varepsilon_{ref}^{0,81}-0{,}180}\right]\left[\frac{(W_r/h)^{0,8544}+0{,}236}{(W_r/h)^{0,8544}+0{,}870}\right] \tag{3.4}$$

onde ε_{ref} é a permissividade equivalente do dielétrico. Este valor modifica-se com o aumento da freqüência e o cálculo mais confiável implica em sua determinação para os valores próximos do especificado para operação da antena. A combinação dos materiais do laminado com o ar, em baixas freqüências, leva a uma constante dielétrica efetiva [26]

$$\varepsilon_{refo} = \left\{\frac{\varepsilon_r+1}{2}\right\}\left\{1+\left(\frac{\varepsilon_r-1}{\varepsilon_r+1}\right)\left[\frac{1}{\sqrt{1+12\,h/W_r}}-\frac{t}{2{,}3\,h\sqrt{W_r/h}}\right]\right\} \tag{3.5}$$

sendo t a espessura das películas metálicas do laminado. Esta expressão é válida quando $W_r/h \geq 1$, situação que se verifica-se comumente nas antenas impressas. Para se chegar ao valor final da constante dielétrica na freqüência de projeto, calculam-se:

$$W_i = W_r + 0{,}75958t - \left(\frac{t}{\pi}\right)\ell n\left\{\sqrt{\left(\frac{t}{h}\right)^2 + \left[\frac{1/\pi}{1{,}10 + W_r/t}\right]^2}\right\} \tag{3.6}$$

$$\chi = \frac{W_r}{h} + \frac{(W_i - W_r)}{h\varepsilon_r} \tag{3.7}$$

$$\varsigma = 0{,}27488 + \chi\left[\frac{1263}{2000} + \frac{21}{40(1+\pi f h/200)^{20}}\right] - 0{,}65683\,exp\,(-8{,}7513\chi) \tag{3.8}$$

$$\xi = 0{,}33622\left[1 - exp\left(-0{,}03442\varepsilon_r\right)\right] \tag{3.9}$$

$$\gamma_{ref} = 0{,}0363\,exp\,(-4{,}6\chi)\left\{1 - exp\left[-(f h/38{,}7)^{4{,}97}\right]\right\} \tag{3.10}$$

$$\varphi = 1 + 2{,}751\left\{1 - exp\left[-(\varepsilon_r/15{,}916)^8\right]\right\} \tag{3.11}$$

$$Q = \varsigma\xi\left[(0{,}1844 + \gamma_{ref}\varphi) f h\right]^{1{,}5763} \tag{3.12}$$

$$\varepsilon_{ref} = \varepsilon_r - \frac{(\varepsilon_r - \varepsilon_{refo})}{1+Q} \tag{3.13}$$

Em (3.8), (3.10) e (3.12) onde aparece o produto $f\,h$, é necessário que f seja expressa em em giga-hertz e a espessura do substrato em milímetros. Com estes resultados, encontram-se as alterações exigidas para se chegar ao comprimento final do elemento irradiador, conseguido com os valores:

$$\xi_{zb} = 1 + \frac{(W_r/h)^{0{,}371}}{2{,}358\varepsilon_{ref} + 1} \tag{3.14}$$

$$\xi_{zc} = 1 + \frac{0{,}5274\,tg^{-1}\left[0{,}084(W_r/h)^{1{,}9413/\xi_{zb}}\right]}{\varepsilon_{ref}^{0{,}9236}} \tag{3.15}$$

$$\xi_{zd} = 1 + 0{,}0377 tg^{-1}\left[0{,}067(W_r/h)^{1{,}456}\right] \times \{6 - 5\,exp[0{,}036(1-\varepsilon_r)]\} \tag{3.16}$$

$$\xi_{ze} = 1 - 0{,}218\,exp(-7{,}50 W_r/h) \tag{3.17}$$

$$\Delta L = h\left(\frac{\xi_{za}\xi_{zc}\xi_{ze}}{\xi_{zd}}\right) \tag{3.18}$$

Se W_r for muito maior que h, pode-se calcular ΔL através da expressão:

$$\Delta L = \frac{h}{\sqrt{\varepsilon_r}} \tag{3.19}$$

Assim, para se chegar ao comprimento geométrico que leve ao comprimento efetivo exigido calcula-se:

$$L_r = L_{eq} - 2\Delta L \tag{3.20}$$

Para operação no modo fundamental, o campo eletromagnético é quase uniforme ao longo da largura e da altura do substrato porque a espessura do substrato é muito menor que o comprimento de onda na estrutura. Esta distribuição é especificada como modo TM^{x}_{010}, indicando que o campo magnético é transversal ao eixo x, normal ao plano do elemento irradiador. Nestas condições, o comprimento efetivo torna-se igual a meio comprimento de onda na freqüência de projeto[35] o que permite fazer:

$$L_r = \frac{\lambda}{2} - 2\Delta L = \frac{c_o}{2 f_r \sqrt{\mu_{req}\varepsilon_{ref}}} - 2\Delta L \tag{3.21}$$

Como neste trabalho emprega-se dielétrico de metamaterial, L_r deve refletir esta condição, o que implica utilizar a permeabilidade equivalente.

3.3.3. Modelo da cavidade

(*a*) *Justificativa*. Este modelo é baseado na idéia de certas estruturas de antenas de microfita apresentarem comportamento próximo ao de uma cavidade ressonante. Fica evidente, principalmente nas de formato mais simples como a retangular e a circular, no que diz respeito às distribuições de campo entre o elemento irradiador e o plano de terra. Este modelo também

é desenvolvido com base em algumas condições, como espessura do substrato muito menor que o comprimento de onda no dielétrico. Desta maneira, pode-se admitir que os campos tenham distribuições praticamente uniformes ao longo da espessura do substrato, com o campo elétrico perpendicular ao elemento irradiador e ao plano de terra. Colocando como *x* a direção normal ao elemento irradiador (Fig. 3.1), dentro da estrutura tem-se uma configuração de campos no modo TM^x, isto é, transversal magnético em relação ao eixo *x*. Neste modelo, o elemento irradiador e o plano de terra são considerados como paredes elétricas perfeitas, ou seja, com componentes tangenciais de campo elétrico nulas, e têm os mesmos limites delimitados pela altura do substrato. As faces do substrato são consideradas como paredes magnéticas perfeitas, impondo-se que as componentes tangenciais dos campos magnéticos sejam iguais a zero nessas faces [35]. A hipótese de uma distribuição de campo de tipo TM conduz a características de irradiação mais exatas do que o modelo da linha de transmissão.

(*b*) *Determinação dos modos dos campos no interior da estrutura*. Usando o modelo da cavidade, a configuração dos campos no interior das antenas pode ser determinado com o uso do vetor potencial magnético A_x [36] obtido com a solução da equação de onda apropriada para um meio homogêneo em ausência de cargas livres e correntes. Isto é,

$$\nabla^2 A_x + k^2 A_x = 0 \tag{3.22}$$

onde o laplaciano, neste caso, deve ser expandido em coordenadas retangulares e

$$k^2 = \omega_r^2 \mu\varepsilon \tag{3.23}$$

representa o número de onda na condição de ressonância. Na Fig. 3.5 está a estrutura usada para análise do modelo da cavidade. A face no plano *yz* representa o plano de terra, a face paralela ao plano *yz* representa o elemento irradiador e a outras representam o dielétrico. Usando, o método de separação de variáveis [8] a solução para o potencial [36]

$$\begin{aligned} A_x = {} & [A_1 \cos(k_x x) + B_1 \sin(k_x x)][A_2 \cos(k_y y) + B_2 \sin(k_y y)] \\ & [A_3 \cos(k_z z) + B_3 \sin(k_z z)] \end{aligned} \tag{3.24}$$

onde k_x, k_y e k_z são constantes de separação nas direções x, y e z, respectivamente, a serem determinados a partir das condições de contorno, a direção de propagação é a do eixo y. Os campos magnéticos e elétricos no interior da cavidade são relacionados com o vetor potencial A_x das formas [36]

$$E_x = \frac{-j}{\omega\mu_{req}\varepsilon_{ref}\mu_o\varepsilon_o}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+k^2\right)A_x \qquad (3.25) \qquad H_x = 0 \qquad (3.26)$$

$$E_y = \frac{-j}{\omega\mu_{req}\varepsilon_{ref}\mu_o\varepsilon_o}\frac{\partial^2 A_x}{\partial x\,\partial y} \qquad (3.27) \qquad H_y = \frac{1}{\mu_{req}\mu_o}\frac{\partial A_x}{\partial z} \qquad (3.28)$$

$$E_z = \frac{-j}{\omega\mu_{req}\varepsilon_{ref}\mu_o\varepsilon_o}\frac{\partial^2 A_x}{\partial x\,\partial y} \qquad (3.29) \qquad H_z = -\frac{1}{\mu_{req}\mu_o}\frac{\partial A_x}{\partial y} \qquad (3.30)$$

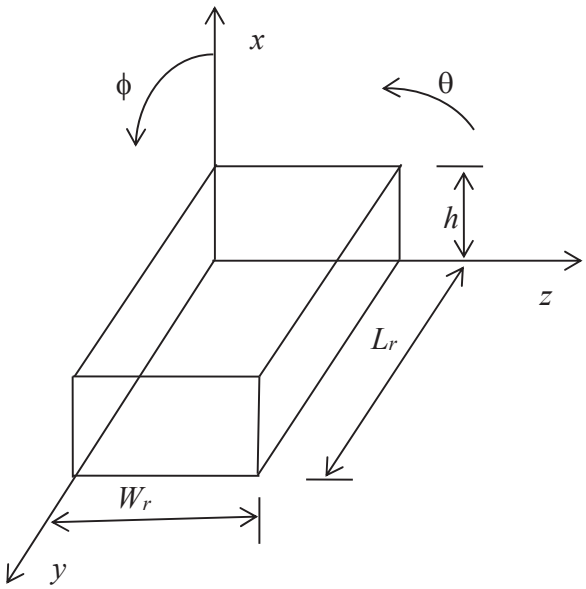


Fig. 3.5. Esquema para o estudo dos modos dos campos no interior de uma antena de microfita usando o modelo da cavidade.

Devem ser impostas as condições de as componentes tangenciais de campo elétrico e as componentes normais do campo magnético serem nulas nas superfícies dos metais. Aplicando as condições de contorno à (3.27), (3.28) e (3.30) encontram-se:

$$E_y\Big|_{x'=0} = E_y\Big|_{x'=h} = \begin{cases} 0, & 0 \le y' \le L_r \\ 0, & 0 \le z' \le W_r \end{cases} \tag{3.31}$$

$$H_y\Big|_{z'=0} = H_y\Big|_{z'=W_r} = \begin{cases} 0, & 0 \le x' \le h \\ 0, & 0 \le y' \le L_r \end{cases} \tag{3.32}$$

$$H_z\Big|_{y'=0} = H_z\Big|_{y'=L_r} = \begin{cases} 0, & 0 \le x' \le h \\ 0, & 0 \le z' \le W_r \end{cases} \tag{3.33}$$

As coordenadas x', y', e z' são usadas para representar os campos no interior da cavidade. Aplicando (3.31) em (3.27), achando as derivadas parciais e resolvendo para os limites inferiores de cada condição de (3.31), chega-se à condição $B_1 = 0$ e

$$k_x = \frac{m\pi}{h} \tag{3.34}$$

com m = 0, 1, 2, 3, ... Procedendo de forma análoga para os pares (3.32) e (3.28), e (3.33) e (3.30) encontram-se $B_3 = 0$, $B_2 = 0$ e

$$k_z = \frac{p\pi}{W_r} \qquad (3.35) \qquad k_y = \frac{n\pi}{L_r} \tag{3.36}$$

Admitindo-se p = 0, 1, 2, ... e n = 0, 1 2, ... Portanto, o vetor potencial magnético no interior da cavidade resulta em:

$$A_x = A_{mnp}\cos(k_x x')\cos(k_y y')\cos(k_z z') \tag{3.37}$$

onde $A_{m\ n\ p}$ representa o coeficiente da amplitude de cada modo de campo no interior da cavidade. As variáveis m, n e p não devem ser simultaneamente iguais a zero e representam o número de meios-ciclos de variação de campo ao longo das direções dos eixos x, y e z, respectivamente.

Substituindo (3.37) em (3.25) a (3.30) chega-se as expressões finais para os campos elétrico e magnético no interior da cavidade:

$$E_x = -j\frac{(k^2 - k_x^2)}{\omega\mu_{req}\varepsilon_{ref}\mu_o\varepsilon_o} A_{mnp}\cos(k_x x')\cos(k_y y')\cos(k_z z') \tag{3.38}$$

$$H_x = 0 \tag{3.39}$$

$$E_y = -j\frac{k_x k_y}{\omega\mu_{req}\varepsilon_{ref}\mu_o\varepsilon_o} A_{mnp}\sin(k_x x')\sin(k_y y')\cos(k_z z') \tag{3.40}$$

$$E_z = -j\frac{k_x k_z}{\omega\mu_{req}\varepsilon_{ref}\mu_o\varepsilon_o} A_{mnp}\, sin(k_x x')\, cos(k_y y')\, sin(k_z z') \tag{3.41}$$

$$H_y = -\frac{k_z}{\mu_{req}\mu_o} A_{mnp}\, cos(k_x x')\, cos(k_y y')\, sin(k_z z') \tag{3.42}$$

$$H_z = \frac{k_y}{\mu_{req}\mu_o} A_{mnp}\, cos(k_x x')\, sin(k_y y')\, cos(k_z z') \tag{3.43}$$

Para a determinação do modo dominante, que apresenta menor freqüência de ressonância, é necessário examinar diferentes condições de operação da cavidade. A freqüência de ressonância na cavidade calculada a partir do formato retangular da antena e é dada por:

$$(f_r)_{mnp} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mu_{req}\varepsilon_{ref}\mu_o\varepsilon_o}}\sqrt{\left(\frac{m\pi}{h}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L_r}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{W_r}\right)^2} \tag{3.44}$$

onde a solução da equação de onda na região estabelece que se tenha

$$\left(\frac{m\pi}{h}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L_r}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{W_r}\right)^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2 = \omega^2\mu_{req}\varepsilon_{ref}\mu_o\varepsilon_o \tag{3.45}$$

Em (3.44), considera-se que o comprimento e a largura do elemento irradiador são maiores do que a espessura do laminado e o modo dominante é o TM^x_{010}. Desta forma, o valor de L_r obtido em (3.21) para o elemento irradiador e aplicado em (3.44) permite a obtenção da freqüência de ressonância no modo especificado. Na Fig. 3.6(a), está uma representação da componente do campo elétrico para este modo, admitindo paredes magnéticas em $z = 0$ e em $z = W_r$. Pelas concentrações de carga ao longo do comprimento da cavidade, essa mesma componente de campo assume o aspecto da parte (b) da Fig. 3.6, com um valor nulo na metade do percurso.

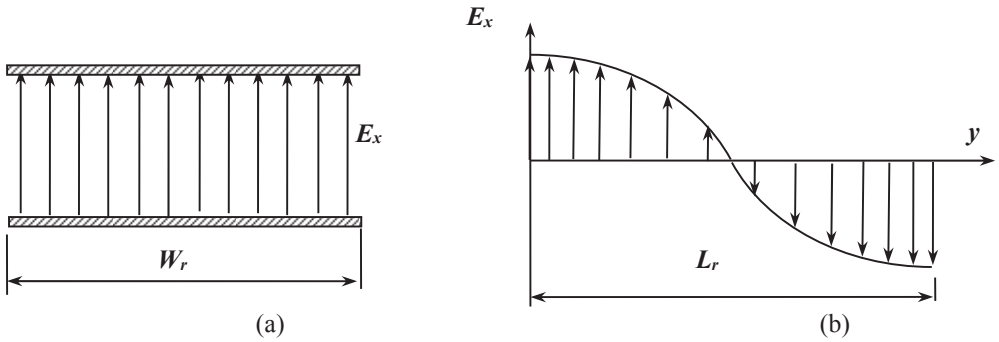


Fig. 3.6. Configuração da componente de campo normal às superfícies metálicas segundo o modo TM^{x}_{010}, admitindo paredes magnéticas $y = L_r$ e $z = W_r$.

(*c*) *Fundamento teórico para as características de irradiação*. Há certa dificuldade em descrever de forma exata a distribuição de corrente no elemento irradiador de uma antena de microfita que permitiria calcular as características de irradiação. Por este motivo, estabelecem-se algumas modelagens aproximadas que conduzem a resultados confiáveis quando comparados com valores medidos. Em uma dessas modelagens, as faces nas extremidades das antenas retangulares podem ser vistas como pequenas fendas irradiadoras. Desta maneira, são empregados conceitos e procedimentos para determinarem-se as características de irradiação de antenas de abertura para obtenção do comportamento das antenas retangulares.

Entre os conceitos, destaca-se o do *princípio da equivalência de campo*[36] [37] com o qual se calculam os campos numa região externa a uma fonte. O equacionamento é feito em função das densidades superficiais de corrente de condução e de deslocamento na fronteira entre as regiões da fonte e onde se desejar os valores dos campos. Este princípio envolve o conceito de densidade superficial de corrente magnética fictícia [38] [39], um artifício matemático de grande utilidade para estas aplicações. Como fronteiras, consideram-se as partes externas das paredes magnéticas, do plano irradiador e do plano de terra. Na face externa do plano de terra, as densidades de corrente são nulas, pois não existem componentes de campo abaixo deste plano. Na face externa do elemento irradiador, a densidade de corrente de condução é desprezível uma vez que a quantidade de carga na parte superior é muito menor que na parte inferior, desde que a sua largura seja muito maior que a altura do substrato [40]. O mesmo raciocínio vale para a densidade de corrente equivalente, porque não existe campo magnético tangencial. Assim, restam apenas as densidades superficiais de corrente magnéticas

fictícias nas paredes laterais da antena, devidas à existência de campos elétrico tangencial nesses locais.

Define-se a *densidade superficial de corrente magnética fictícia* como o vetor antiparalelo resultante do produto vetorial entre o vetor unitário $\hat{n}$ normal à superfície e o vetor campo elétrico tangente a ela $\vec{E}_a$. Ou seja, [31]

$$\vec{M}_s = -\hat{n} \times \vec{E}_a \tag{3.46}$$

Considerando a presença do plano de terra e aplicando o conceito de imagens elétricas para a região externa onde os campos serão determinados, os efeitos desta corrente magnética somam-se ao de sua imagem. Assim, tudo se passa como se a densidade superficial de corrente magnética fictícia tivesse o dobro do valor encontrado em (3.46). Portanto, para os campos totais, deve-se considerar:

$$\vec{M}_s = -2\hat{n} \times \vec{E}_a \tag{3.47}$$

Segundo a Fig. 3.6, nas paredes magnéticas da Fig. 3.5 de comprimento L_r, isto é, nas faces nas extremidades de W_r, haverá densidades superficiais fictícias de corrente magnética de igual módulo, porém orientadas em sentidos opostos. Isto fará com que os campos irradiados devidos a estas faces sejam praticamente nulos ou muito pequenos. Os valores residuais, quando forem computados, são devidos às diferenças de percurso em relação à posição relativa dessas correntes. Todavia, serão sempre muito pequenos comparados aos campos devidos as faces de extensão W_r, ou seja, nas extremidades de L_r. A justificativa é que nestas faces as densidades de corrente serão de mesmo módulo, mesma direção e mesmo sentido, formando um arranjo linear uniforme transversal (¨*broadside*") de elementos irradiadores. A conseqüência é que a direção de máxima irradiação da antena nos planos do campo elétrico e magnético é perpendicular ao eixo desse arranjo, coincidente com a extensão L_r que separa os seus elementos.

(*d*) *Determinação dos campos irradiados*. Como mencionado, o procedimento para cálculo dos campos será o das antenas de abertura, porque as faces irradiadoras podem ser assim interpretadas. Essas faces apresentam as mesmas características e possuem densidades de corrente de igual módulo, o que permite aplicar a regra de multiplicação de diagramas para arranjo linear uniforme de antenas. Segundo este princípio, o campo total na região de campo

distante é o produto do campo de um único elemento pelo fator de rede (*AF*) , correspondente ao diagrama de campo irradiado por uma rede de antenas isotrópicas [26].

No caso geral, a componente radial do campo emitido por uma antena de abertura (E_r) é nulo. Para o caso em análise, o campo irradiado na direção de θ da Fig. 3.5 (E_θ) também será nulo porque não existe densidade superficial de corrente elétrica nem densidade superficial de corrente magnética fictícia na direção *x* e/ou *y*. Logo, tendo como referência a Fig. 3.5 tem-se para uma única face irradiadora:

$$E_r = E_\theta = 0 \tag{3.48}$$

$$E_\phi = -i\frac{k_0 h W_r E_0\, exp(-ik_0 r_2)}{2\pi r_2}\left\{sin\,\theta\frac{sin(X)}{X}\frac{sin(Z)}{Z}\right\} \tag{3.49}$$

onde k_0 é o número de onda no vácuo, e

$$X = \frac{k_0 h}{2} sin\,\theta\, cos\,\phi \qquad \textbf{(3.50)} \qquad Z = \frac{k_0 W_r}{2} cos\,\theta \tag{3.51}$$

Quando $k_0 h \leq \pi/3$, introduz-se um erro menor do que 5% se o fator $sin(X)/X$ for aproximado para a unidade. Assim, (3.49) reduz-se para:

$$E_\phi = -i\frac{V_0\, exp(-ik_0 r_2)}{\pi r_2}\left\{\left(\frac{sin\,\theta}{cos\,\theta}\right) sin\left(\frac{k_0 W_r}{2} cos\,\theta\right)\right\} \tag{3.52}$$

onde V_0 é a diferença de potencial entre o elemento irradiador e plano de terra, nas faces em que uma das dimensões é W_r. Portanto,

$$V_0 = h\,E_0 \tag{3.53}$$

Para uma rede linear uniforme com a defasagem entre as correntes igual a zero, constituída de dois elementos separados por uma distância L_{eq}, em que o eixo da rede é o *y,* o fator de rede torna-se,

$$AF = 2\,cos\left(\frac{k_0 L_{eq}}{2} sin\,\theta\, sin\,\phi\right) \tag{3.54}$$

Aplicando o princípio da multiplicação de diagramas, resulta para o campo total irradiado E_{ϕ}^{t} o produto de (3.49) com (3.54):

$$E_{\phi}^{t} = -i\frac{k_0 h W_r E_0\, exp(-ik_0 r_2)}{\pi r_2}\left\{sin\,\theta\,\frac{sin(X)}{X}\,\frac{sin(Z)}{Z}\right\} cos\left(\frac{k_0 L_{eq}}{2}\,sin\,\theta\,sin\,\phi\right) \tag{3.55}$$

De novo, na situação em que for possível a simplificação para (3.50), (3.53) reduz-se a:

$$E_{\phi}^{t} = -i\frac{2V_0\, exp(-ik_0 r_2)}{\pi r_2}\left\{\left(\frac{sin\,\theta}{cos\,\theta}\right) sin\left(\frac{k_0 W_r}{2}\,cos\,\theta\right)\right\} cos\left(\frac{k_0 L_{eq}}{2}\,sin\,\theta\,sin\,\phi\right) \tag{3.56}$$

(*e*) *Diagrama de irradiação no plano do campo elétrico*. Sabe-se que o plano do campo elétrico é aquele paralelo ao vetor representativo desta grandeza na onda irradiada. Considerando o modo TM^{x}_{010} como o dominante e substituindo valores especificados em (3.38), (3.40) e em (3.41), vê-se que o campo elétrico só possui componente na direção *x*. Como foi visto, o diagrama será perpendicular ao eixo *y* e, conseqüentemente, o plano do campo elétrico será o plano *x* – *y*. Para este plano impõe-se $\theta = 90^{\circ}$, $-90^{\circ} \leq \phi \leq 90^{\circ}$. As restrições em ϕ são devidas ao fato de não haver campo dentro de um condutor perfeito. Substituindo $\theta = 90^{\circ}$ em (3.55), encontra-se:

$$E_{\phi}^{t} = -i\frac{k_0 W_r V_0\, exp(-ik_0 r_2)}{\pi r_2}\left\{\frac{sin[(k_0 h/2)cos\,\phi]}{(k_0 h/2)cos\,\phi}\right\} cos\left(\frac{k_0 L_{eq}}{2}\,sin\,\phi\right) \tag{3.57}$$

que, neste caso, não depende da largura da plaqueta metálica que forma o elemento irradiador. Na parte (a) da Fig. 3.7 (seção 3.3.3(*f*)), com o programa Matlab®, apresenta-se o diagrama relativo a (3.57) para um comprimento $L_{eq} = \lambda_g/2$. Como dado em (3.21), o comprimento de onda guiado depende da permeabilidade relativa efetiva e da permissividade relativa efetiva da estrutura. Para esta análise, considerou-se $k_0 h = \pi/3$,

$$k_0 L_{eq} = \frac{\pi f}{f_r\sqrt{\mu_{req}\varepsilon_{ref}}} \tag{3.58}$$

e largura do elemento irradiador muito maior que a espessura do substrato. Assim, ε_{refo} é aproximadamente igual a ε_r [19] e, em conseqüência, ε_{ref} também torna-se igual a ε_r [26].

Levou-se em conta apenas a variação da permeabilidade magnética com a freqüência. Tomando por referência os estudos do Capítulo 2, com os valores da curva que correspondem à separação para os planos paralelos igual a 1mm (Fig. 2.11(a)), admitiu-se substrato com ε_r = 2,2, μ_r = 1,3 (para 6GHz), μ_r = 2 (para 6,95GHz), e μ_r = 4,04 (para 7,3GHz). Foi especificada a freqüência de ressonância para o modo fundamental como f_r = 7,04 GHz. A escolha deste valor tomou por base o fato de a permeabilidade relativa do substrato ficar praticamente igual à constante dielétrica. Logo, a impedância intrínseca do meio fica praticamente igual à do ar. Em princípio, esta condição reduziria de forma acentuada a reflexão nas interfaces.

(*f*) *Diagrama de irradiação no plano do campo magnético*. O plano do campo magnético é aquele paralelo ao vetor representativo desta grandeza na onda irradiada. Considerando o modo dominante e substituindo valores em (3.42) e (3.43), vê-se que o campo magnético só possui componente na direção *z*. Como visto, o diagrama será perpendicular ao eixo *y*. Logo, o plano do campo magnético será $x - z$ (ϕ = 0º, 0º ≤ θ ≤ 180º). Substituindo ϕ = 0º em (3.53) encontra-se:

$$E_{\phi}^{t} = -i\frac{k_0 W_r V_0 \exp(-ik_0 r_2)}{\pi r_2}\left\{\frac{sin[(k_0 W_r/2)cos\,\theta]}{(k_0 h/2)sin\,\theta}\frac{sin[(k_0 W_r/2)cos\,\theta]}{(k_0 W_r/2)cos\,\theta}sin\,\theta\right\} \qquad (3.59)$$

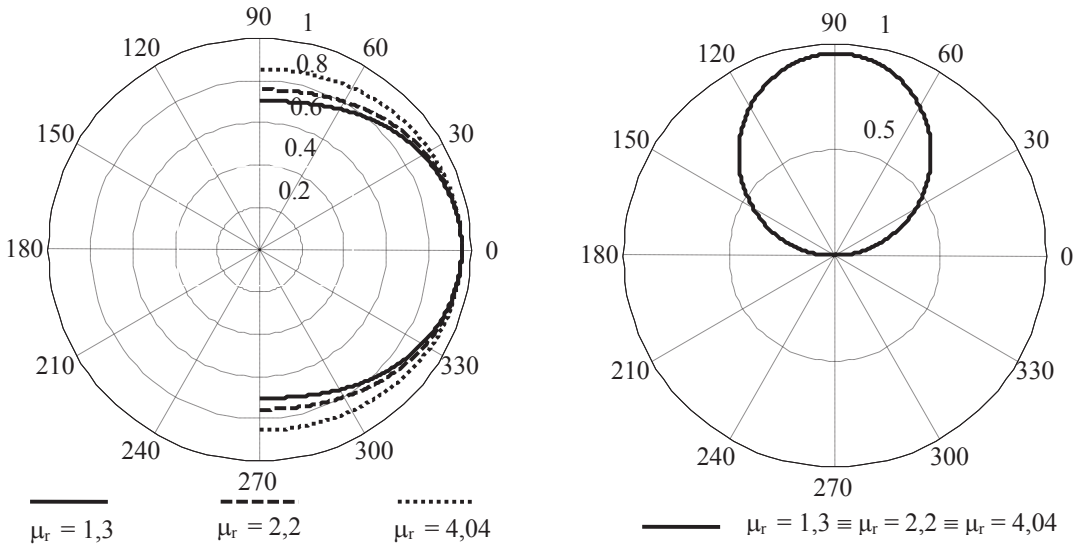
Na parte (b) da Fig. 3.7, ainda com o programa Matlab®, apresenta-se o diagrama relativo a (3.59) para uma espessura de laminado também tal que $k_o h = \pi/3$. Para este levantamento, considerou-se W_r tomado de (3.1), de modo que

$$W_r k_0 = \frac{\pi f}{f_r\sqrt{\mu_{req}\varepsilon_{rea}}} \qquad (3.60)$$

Por se tratar de uma mesma estrutura têm-se, os mesmos valores de freqüência, permeabilidade magnética e permissividade elétrica utilizados para o diagrama de irradiação no plano do campo elétrico.

Na parte (a) da Fig. 3.7 os diagramas mais abertos correspondem a valores maiores de permeabilidade. Na parte (b) da Fig. 3.7 os digramas são praticamente coincidentes porque (3.59) sofre maior influência para grandes variações de $W_r k_0$. Os gráficos não se estendem entre 90° e 270° e entre 180° e 360º, respectivamente no plano do campo elétrico e no plano do campo magnético, porque o plano de terra foi considerado infinito. Desta maneira, não aparece

nos cálculos a difração em suas bordas, responsável pela emissão de onda eletromagnética abaixo desse plano.



(a) **(b)**

Fig. 3.7. Diagramas de irradiação nos planos do campo elétrico e magnético, conforme no texto. (a) Representação de (3.57) para diferentes permeabilidades magnéticas, conforme a freqüência de operação. (b) Representação de (3.59).

(*g*) *Determinação da diretividade*. A diretividade é uma importante característica de irradiação de uma antena. Permite deduzir o quanto pode concentrar a potência irradiada em determinada direção, em relação a uma antena isotrópica que irradiaria igualmente em todas as direções. Por definição, a diretividade de uma antena D_0 é a razão entre a intensidade de irradiação máxima ($U_{máx}$) e a intensidade de irradiação média (U_0). Estas grandezas referem-se à potência irradiada por unidade de ângulo sólido. Matematicamente, para a diretividade escreve-se: [35]

$$D_0 = \frac{U_{max}}{U_0} = \frac{4\pi U_{max}}{P_{rad}} \tag{3.61}$$

onde $U_0 = P_{rad}/4\pi$ é a intensidade de irradiação da antena isotrópica. A intensidade de irradiação U é determina como:

$$U(\theta,\phi) = \frac{r_2^2}{2\eta}\left[\left|E_\theta(r_2,\theta,\phi)\right|^2 + \left|E_\phi(r_2,\theta,\phi)\right|^2\right] = \frac{1}{2\eta}\left[\left|E_\theta(\theta,\phi)\right|^2 + \left|E_\phi(\theta,\phi)\right|^2\right] \qquad (3.62)$$

uma grandeza que não depende da distância a contar do local de irradiação. A razão é que as componentes do campo são inversamente proporcionais à distância e os resultados simplificam-se com o fator r^2. A equação (3.62), só depende de E_ϕ porque E_θ vale zero de acordo com (3.48). Substituindo (3.56) em (3.62) resulta na intensidade de irradiação máxima (U_{max}) quando $\theta = 90^\circ$ e $\phi = 0^\circ$. Logo,

$$U_{max} = \frac{2\left|V_0\right|^2}{\eta\,\pi^2}\left(\frac{\pi W_r}{\lambda_0}\right)^2 \qquad (3.63)$$

Sabe-se também que a potência irradiada pela antena é obtida com

$$P_{rad} = \int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} U(\theta,\phi)\sin\theta\, d\theta\, d\phi \qquad (3.64)$$

Substituindo (3.56) em (3.64), levando em conta a condição em (3.48) e considerando os limites de $-\pi/2 < \phi < \pi/2$ e $0 < \theta < \pi$, encontra-se

$$D_0 = \frac{4\pi}{I_c} \qquad (3.65)$$

sendo

$$I_c = \int_{-\pi/2}^{+\pi/2}\int_0^{\pi}\left\{\sin\left(\frac{k_0 W_r}{2}\cos\theta\right)\Big/\frac{k_0 W_r}{2}\cos\theta\right\}^2 (\sin\theta)^3\left\{\cos\left(\frac{k_0 L_{eq}}{2}\sin\theta\sin\phi\right)\right\}^2 d\theta\, d\phi \qquad (3.66)$$

3.4. Insuficiência do modelo da cavidade

Ao se modelar uma antena acompanhando o modelo da cavidade ressonante, admitem-se reflexões em suas extremidades. Com o dielétrico de metamaterial tendo a permeabilidade relativa próxima do valor da constante dielétrica, a impedância intrínseca do substrato aproxima-se do valor para o ar. Esta situação não invalida o modelo, mas coloca algumas restrições em sua aplicação. Para o substrato de metamaterial, propõe-se determinar as características de irradiação de uma antena de microlinha através do modelo da linha de transmissão, com objetivo de obterem-se algumas características de irradiação possíveis de serem avaliadas experimentalmente.

Para esta modelagem, adota-se a descrição ilustrada na Fig. 3.8. O retângulo constituído por ΔL e W_r corresponde a fendas equivalentes, resultados do franjamento do campo elétrico nas bordas do eletrodo. As setas representam componentes do campo elétrico E_{01} resultante desse franjamento, tendo efeito de uma antena de fenda com excitação aproximadamente uniforme [35]. As características de irradiação são determinadas de forma análoga ao procedimento para o método da cavidade. Apenas a componente do campo em ϕ, medido a partir do eixo x ($E_{\phi 1}$), é diferente de zero. Para uma fenda, esta componente é descrita como:

$$E_{\phi 1} = +i\frac{k_0 \Delta L W_r E_{01}\, exp(-ik_0 r_2)}{2\pi r_2}\left\{sin\,\theta\,\frac{sin(Y)}{Y}\,\frac{sin(Z)}{Z}\right\} \tag{3.67}$$

$$Y = \frac{k_0 \Delta L}{2} sin\,\theta\, sin\,\phi \tag{3.68}$$

$$Z = \frac{k_0 W_r}{2} cos\,\theta \tag{3.69}$$

Se $k_0 \Delta L \leq \pi/3$, com erro menor que 5%, $sin(Y)/Y$ pode ser substituído pela unidade, e (3.67) resulta em

$$E_{\phi 1} = +i\frac{V_{01}\, exp(-ik_0 r_2)}{\pi r_2}\left\{\left(\frac{sin\,\theta}{cos\,\theta}\right) sin\left(\frac{k_0 W_r}{2} cos\,\theta\right)\right\} \tag{3.70}$$

onde V_{01} é a diferença de potencial na fenda equivalente,

$$V_{01} = \Delta L\, E_{01} \tag{3.71}$$

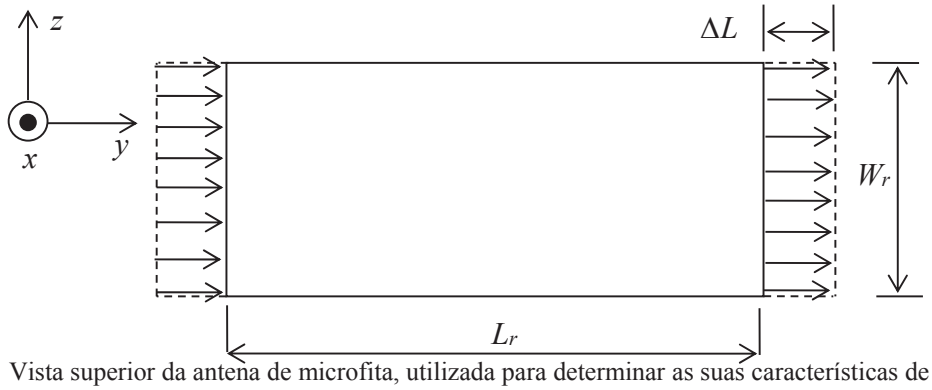


Fig. 3.8. Vista superior da antena de microfita, utilizada para determinar as suas características de irradiação.

Relembrando, as fendas equivalentes formam uma rede de antenas linear uniforme com defasagem igual a zero entre os campos de excitação da fenda equivalente. O eixo da rede é o *y* e as antenas encontram-se separadas por uma distância L_{eq} e, portanto, o fator de rede neste caso também é dado por (3.54). Aplicando o princípio da multiplicação de diagramas, resulta para o campo total irradiado $E_{\phi 1}^{t}$ o produto de (3.67) com (3.54):

$$E_{\phi 1}^{t} = +i\frac{k_0 \Delta L W_r E_{01}\, exp(-ik_0 r_2)}{\pi r_2}\left\{sin\,\theta \frac{sin(Y)}{Y}\frac{sin(Z)}{Z}\right\} cos\left(\frac{k_0 L_{eq}}{2} sin\,\theta\, sin\,\phi\right) \tag{3.72}$$

De novo, na situação em que for possível a simplificação para (3.67), (3.72) reduz-se a:

$$E_{\phi 1}^{t} = +i\frac{2V_{01}\, exp(-ik_0 r_2)}{\pi r_2}\left\{\left(\frac{sin\,\theta}{cos\,\theta}\right) sin\left(\frac{k_0 W_r}{2} cos\,\theta\right)\right\} cos\left(\frac{k_0 L_{eq}}{2} sin\,\theta\, sin\,\phi\right) \tag{3.73}$$

3.5. Análise da irradiação com o modelo da linha de transmissão

(*a*) *Diagrama de irradiação no plano do campo elétrico*. Neste caso, o campo elétrico só possui componente na direção *y*. Mas, de acordo com os fundamentos apresentados em 3.3.3(*c*) e 3.3.3(*e*), o plano do campo elétrico é o $x - y$. Os ângulos de azimute e elevação (ϕ e θ) também assuem os valores $-90^{\circ} < \phi < +90^{\circ}$ e $\theta = 90^{\circ}$. Conseqüentemente, o diagrama de irradiação para esta situação, conforme a descrição

$$E_{\phi 1}^{t} = +i\frac{V_{01} k_0 W_r\, exp(-ik_0 r_2)}{\pi r_2}\left\{\frac{sin((k_0 \Delta L/2)\, sin\,\phi)}{(k_0 \Delta L/2)\, sin\,\phi}\right\} cos\left(\frac{k_0 L_{eq}}{2} sin\,\phi\right) \tag{3.74}$$

é semelhante ao obtido de (3.57). As diferenças são apenas que *h* em (3.57) foi substituído por ΔL em (3.74) e na função sinc = senx/x utilizada em (3.74), e em lugar de $cos\phi$ utiliza-se $sin\phi$. Aplicando os mesmos valores e considerações utilizados para os gráficos de (3.74), estes resultam semelhantes aos de (3.57).

(*b*) *Diagrama de irradiação no plano do campo magnético*. Aplicando (2.9) à Fig. 3.8, com campo elétrico na direção de *y* e o vetor de propagação na direção de *x*, resulta um campo magnético na fenda paralelo ao eixo ***z*.** É oportuno dizer que a existência de campo magnético diferente de zero na direção *z* faz com que haja densidade superficial de corrente elétrica na fenda, mas a sua contribuição para os campos irradiados é desprezível. A razão é o fato de a sua imagem no plano de terra possuir sentido contrário e as distâncias onde normalmente determinam-se os campos são muito superiores à separação entre a densidade superficial de corrente e a sua imagem. Portanto, no mesmo ponto têm-se as mesmas magnitude, mas fases contrárias o que resulta no cancelamento quase total de suas contribuições. Apesar de, neste caso, o campo magnético na fenda estar orientado segundo o eixo *z*, pelas mesmas razões apresentadas nas seções 3.3.3(*c*) e 3.3.3(*f*), o plano do campo magnético é o $x - z$. Os ângulos ϕ e θ também assumem os mesmos valores da seção 3.3.3(*f*): $0^o < \theta < 180^o$ e $\phi = 0^o$. Conseqüentemente, o diagrama de irradiação para esta situação, dado por

$$E_{\phi 1}^{t} = +i\frac{V_{01}k_0W_r\, exp(-ik_0r_2)}{\pi r_2}\left\{sin\,\theta\frac{sin[(k_0W_r/2)cos\,\theta]}{(k_0W_r/2)cos\,\theta}\right\} \tag{3.75}$$

será parecido com o resultante de (3.59), desde que a função senx/x em (3.59) envolvendo k_0h resulte em valores muito pequenos. Isto ocorre neste caso, pois ao produto k_0h foi atribuído o valor de $\pi/3$. Aplicando as mesmas considerações utilizadas para os gráficos de (3.75), estes resultam semelhantes aos de (3.59).

3.6 Impedância característica de microlinha

Quando uma antena impressa for alimentada por uma linha de microfita, as dimensões desta última devem ser escolhidas para ser adaptada à impedância de entrada do elemento irradiador, de maneira a ter-se o menor coeficiente de reflexão. Para pequena irradiação produzida pela microlinha, que deve ser desprezível comparada com a irradiação produzida

pelas fendas irradiadoras, normalmente a sua largura (W_0) deve ser muito menor que a do elemento irradiador (W_r). Existem diferentes expressões empíricas que relacionam a largura da microlinha e a impedância característica [41]. Uma delas é,

$$Z_c = \frac{120\pi\sqrt{\mu_r/\varepsilon_r}}{(W_0/h)\left[1+1.735\,\varepsilon_r^{-0.0724}\,(W_0/h)^{-0.836}\right]} \tag{3.76}$$

onde μ_r e ε_r são as constantes do dielétrico do substrato no qual a microlinha encontra-se sobreposta.

3.7 Determinação da impedância de entrada da antena impressa

A impedância de entrada corresponde ao valor nos pontos de acesso ao elemento irradiador. Na condição de ressonância, esta impedância deve assumir um valor puramente resistivo. Freqüentemente, procura-se esta condição na freqüência de projeto, de maneira que o valor resultante aproxime-se o mais possível da impedância característica da linha de alimentação. Usando (3.21), encontra-se um comprimento para o elemento irradiador L_r que resulta impedância real para a antena na freqüência de projeto [35]. A impedância de entrada na ressonância, de acordo a teoria de linhas de transmissão, será igual ao inverso da soma das admitâncias próprias de cada fenda irradiadora somadas às admittâncias mútuas entre elas, transformadas para o ponto de alimentação [26]. Na ressonância, a impedância de entrada em uma das extremidades do elemento irradiador é [42]:

$$R_{in} = \frac{1}{2(G_1 \pm G_{12})} \tag{3.77}$$

onde G_1 é a condutância própria das fendas irradiadoras idênticas e G_{12} é a condutância mútua entre elas. O sinal positivo (+) é adotado quando as tensões nas fendas irradiadoras tiverem polaridades contrárias e sinal negativo (–) quando tiverem a mesma polaridade. O valor de G_1 é calculado com o auxílio das expressões [26]:

$$G_1 = \frac{W_{eq}}{120\lambda_0}\left[1-\frac{(k_0\Delta L)^2}{24}\right] \tag{3.78}$$

$$W_{eq} = \frac{2\pi h}{\ell n\left[(h\,M / W_i) + \sqrt{1+(2h/W_i)^2} \right]} \tag{3.79}$$

$$M = 6 + 0{,}2832\ exp\left[-13{,}16\,(h / W_i)^{0{,}75} \right] \tag{3.80}$$

A equação (3.78) é válida para laminados de pequena espessura, limitada a $h < \lambda_0/10$. O fator $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ é número de onda no espaço livre na freqüência de ressonância e λ_0 é o correspondente comprimento de onda. Para cálculo da impedância mútua entre as fendas irradiadoras utilizam-se [40] [42]

$$G_{12} = \frac{I_{g12}}{120\pi^2} \tag{3.81}$$

$$I_{g12} = \int_0^{\pi} J_0(k_0 L_r\ sin\theta) \left[sin\left(\frac{k_0 W_r}{2} cos\,\theta \right) \Big/ cos\,\theta \right]^2 sin^3\,\theta\, d\theta \tag{3.82}$$

sendo $J_0(k_0 L_r \sin\theta)$ a função de Bessel de primeira espécie e ordem zero, cujo argumento é dado pelo fator entre o par de parênteses. Existem casos em que R_{in} resulta num valor diferente de Z_c, significando um coeficiente de reflexão que pode ser elevado, com todas suas conseqüências. Portanto, deve-se obter um ponto no elemento irradiador onde se cumpra $R_{in} = Z_c$. Este local é fixado por L_0 e é determinado pela a expressão para o cálculo geral da impedância de entrada no ponto de alimentação da antena, dada por [26]:

$$Z_{in} = \frac{1}{Y_{in}} \tag{3.83}$$

$$Y_{in} = Y_C \left[\frac{Y_1 + iY_C tg\beta L_0}{Y_C + iY_1 tg\beta L_0} + \frac{Y_1 + iY_C tg\beta (L_r - L_0)}{Y_C + iY_1 tg\beta (L_r - L_0)} \right] \tag{3.84}$$

A equação (3.84) representa a admitância num ponto da linha de transmissão formada pelo elemento irradiador, pelo plano de terra e o substrato entre eles. As fendas irradiantes são as cargas da linha e, de seus locais, são transformadas para o ponto de alimentação. Em (3.84), Y_C é admitância característica da linha de transmissão, igual ao inverso de (3.76), β é o fator de fase da onda guiada, calculado por,

$$\beta = \frac{2\pi f \sqrt{\varepsilon_{ref}\,\mu_{ref}}}{c_0} \tag{3.85}$$

As admitâncias resultantes da atuação das fendas estão representadas por Y_1 e incluem uma parte real e uma parte imaginária. Ou seja,

$$Y_1 = G_1 + iB_1 \tag{3.86}$$

onde G_1 é dada por (3.78) e a susceptância B_1 é calculada por

$$B_1 = \frac{W_{eq}}{120\lambda_0}[1 - 0.636\ell n(k_0 \Delta L)] \tag{3.87}$$

Para o cálculo de L_0 usando (3.84) aplicam-se

$$tg\,\beta L_r = \frac{2b_n}{b_n^2 - 1} \tag{3.88}$$

$$b_n = B_1 / Y_c \tag{3.89}$$

o que resultará para a parte imaginária valores muito pequenos comparados com a parte real, ao longo do comprimento do elemento irradiador. Em seguida, traça-se a parte real de (3.84) variando L_0 entre 0 e L_r para, finalmente, determinar-se o ponto onde se cumpre $R_{in} = Z_c$.

3.8 Comentários sobre o capítulo

Verificaram-se os efeitos dos parâmetros construtivos de uma antena impressa no seu desempenho e avaliaram-se algumas formas utilizadas em sua alimentação. Destacaram-se as vantagens mais importantes e alguns inconvenientes específicos de cada técnica sugerida. Descreveram-se os procedimentos para a análise de certo modelo de antena, especificamente o método da cavidade ressonante e o método da linha de transmissão equivalente. Enfatizou-se esta última modelagem porque fica mais bem adaptada para as análises em condições de baixa reflexão, que ocorre quando o valor da permeabilidade relativa tornar-se aproximadamente igual ao da constante dielétrica. Com os modelos analíticos, determinaram-se, entre outras características, as distribuições de campo e os diagramas de irradiação. Partindo de expressões para dimensionamento de linhas de microfita em termos de sua impedância característica, avaliaram-se as condições que possibilitassem obter impedância de entrada quase real para uma antena impressa em formato de plaqueta retangular.

Capítulo 4

Projeto de antena com substrato de metamaterial

4.1 Introdução

A partir de uma antena tradicional de microlinha, foi desenvolvido outro modelo com substrato modificado por anéis metálicos, que permitissem alterar a permeabilidade magnética, conforme a teoria de metamateriais. A idéia foi investigar a melhoria na transferência de energia para o meio externo com análise matemática, simulações por meio de programas especializados de computador e medições. A proposta é que a presença do substrato modificado permita aproximar a impedância intrínseca do material da impedância do ambiente externo e reduzir o coeficiente de reflexão na excitação da antena. Desta maneira, busca-se aproveitar a maior parte da energia fornecida pela fonte de sinal no processo de irradiação. As expressões matemáticas permitem prever com certa exatidão alguns fenômenos, nem sempre suficientemente explorados [4][5][43]. O trabalho foi desenvolvido em um laminado de politetrafluoretileno (PTFE) Diclad® 880, por apresentar pequenas tangentes de perda e pouca variação em sua constante dielétrica.

Foi projetada uma antena tradicional, onde se determinou o coeficiente de reflexão com o programa EMpro® da empresa Agilent Technologies [44]. Em seguida, foram calculados os anéis a serem construídos no substrato, segundo o procedimento teórico do metamaterial. Com suas dimensões especificadas, posteriormente foram calculadas as propriedades do novo meio, com um programa desenvolvido na plataforma Matlab®. O objetivo foi o de avaliar a variação da permeabilidade magnética com a freqüência. Finalmente, para comprovar a influência do metamaterial como substrato, foi construída uma nova antena para serem determinados diferentes parâmetros, como o coeficiente de reflexão, sob as mesmas condições do projeto

inicial. As medições foram efetuadas com o analisador vetorial de circuitos (VNA, *vector network analyser*) da Agilent Mod. E5071C que opera em freqüências entre 300kHz e 14GHz**.**

4.2 Características da antena tradicional

Escolheu-se a antena de microlinha retangular, um modelo simples de ser projetado, para se ter uma referência relativamente às novas características com a utilização do metamaterial. As dimensões do elemento irradiador foram determinadas para uma freqüência de 1,7GHz, o que resultou, com pequenos ajustes, em 68mm para a sua largura e 58mm para o seu comprimento. Esta freqüência foi determinada, pois segundo a prática é mais fácil obter coeficientes de reflexão com valores razoáveis em maiores freqüências quando em menores se consegue.

A antena foi alimentada com uma linha de microfita com impedância característica de aproximadamente 50Ω para uma largura de 5mm. Para melhorar o coeficiente de reflexão e ampliar sua largura de faixa de operação, reduziu-se o seu plano de terra para uma extensão de 20mm. Além disto, foram usadas outras técnicas que visaram diminuir os acréscimos de capacitância na linha de alimentação [45][16] , nomeadamente a introdução de chanfrados no elemento irradiador e reentrância no plano de terra. Com estes procedimentos, foi possível garantir que a impedância de entrada da antena dependesse menos da freqüência.

4.3 Antena com substrato de metamaterial

O projeto desta antena segue o mesmo método adotado para o modelo anterior, no que concerne a materiais e suas dimensões. Na especificação do substrato, efetuaram-se as alterações previstas para o metamatrial. O novo substrato é a associação do politetrafluoretileno e de anéis metálicos fendidos circulares concêntricos, construídos na face oposta ao elemento irradiador. Com esta proposta, só existirá mudança na permeabilidade magnética. Para se preverem modificações na permissividade, deveriam ser incorporados elementos filamentares dentro do dielétrico. Foram considerados anéis em apenas um plano por dificuldades de fabricação em diferentes camadas do substrato. Na Fig. 4.1, partes (a) e (b), estão representados os desenhos finais da antena completa, cujas principais medidas estão na Tabela 4.1.

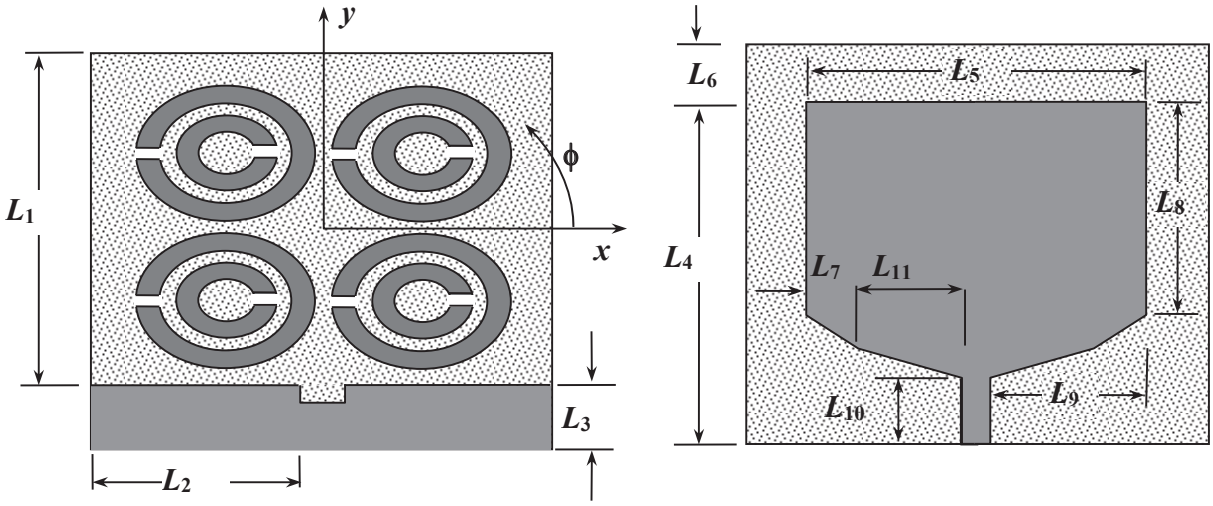


Fig. 4.1. Antena com substrato de metamaterial. (a)Parte inferior, onde foram desenvolvidos os anéis. (b) Parte superior indicando o elemento irradiador.

Tabela. 4.1. Principais dimensões da antena.

Lado	Dimensão (mm)	Lado	Dimensão (mm)
L_1	78	L_2	51,5
L_3	20	L_4	78
L_5	68	L_6	20
L_7	8,8	L_8	46,4
L_9	31,5	L_{10}	20
L_{11}	22,5		

As principais dimensões para os anéis são, W = 5mm, d = 2,8mm e r_1 = 3,2mm, de acordo a simbologia usada na Fig. 2.10 da seção 2.4.2.

A película metálica próxima aos anéis na parte (a) da Fig. 4.1 representa o plano de terra, com 3mm de distância entre as partes adjacentes. Na simulação da antena, os valores usados para o politetrafluoretileno (PTFE) Diclad® 880 foram, constante dielétrica de 2,2, espessura 1,6mm e tangente de perda de 0,0009. Verificou-se, por medições e simulações, que a presença dos anéis e o dielétrico de pequena espessura faziam com que a maior concentração de campo elétrico ficasse entre os anéis e o elemento irradiador. Por esta razão, ainda que se tenha o ar em volta da antena, a constante dielétrica resultante ficou próxima da especificação para o PTFE.

4.4 Resultados simulados e medidos

(*a*) *Coeficiente de reflexão da antena tradicional*. A Fig.4.2 mostra valores (em dB) do módulo do coeficiente de reflexão da antena tradicional com os chanfrados e reentrância, obtidos com a simulação pelo EMPro. Para toda faixa de freqüências, tomando -10dB como limite aceitável para o coeficiente de reflexão, usualmente considerado de boa condição de casamento de impedância em aplicações de baixa potência, garantindo que não mais de 10% da potência incidente na antena seja refletida, vê-se bons resultados no gráfico em análise.

Ressalta-se na Fig.4.2, as freqüências de 1,7GHz, 5,8GHz e 8,2GHz, sendo as de melhor casamento de impedância com os valores respectivamente de -33dB, -35,5dB e -33dB.

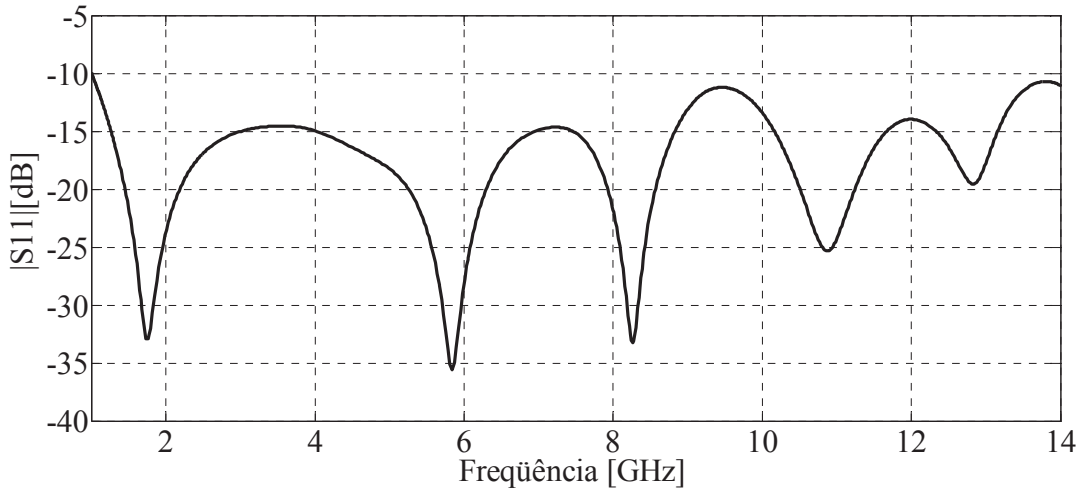


Fig. 4.2. Resultado do módulo do coeficiente de reflexão da antena tradicional, determinado com o EMPro®, com os parâmetros especificados no texto.

(*b*) *Comportamento da permeabilidade magnética*. Depois de obtidos valores do coeficiente de reflexão da antena tradicional, foram projetados os anéis de forma que na freqüência de 5,2GHz resultasse no valor 2 como parte real da permeabilidade magnética relativa. As previsões foram comprovadas com o desenvolvimento de um novo código no Matlab®. Na mesma freqüência, a parte imaginária foi de 0,06. Nas partes (a) e (b) da Fig. 4.3 estão os resultados simulados da permeabilidade magnética relativa. Como visto na parte (a), a permeabilidade magnética relativa em alguns intervalos apresenta valores negativos, o que levou à necessidade de se investigar o coeficiente de reflexão entre o substrato e o ar. Para isto é necessário calcular a impedância intrínseca do metamaterial.

(*c*) *Comportamento da impedância intrínseca*. Admitindo a propagação de uma onda eletromagnética transversal, a impedância intrínseca do meio é determinada por [46]:

$$\eta = \sqrt{\frac{i\omega\mu}{\sigma + i\omega\varepsilon}} \tag{4.1}$$

onde ω é a freqüência angular, μ é a permeabilidade magnética, σ é a condutividade do meio e ε é a permissividade elétrica. Para o metamaterial, onde apenas a permeabilidade é modificada, esta equação pode ser escrita como:

$$\eta = \sqrt{\frac{i\omega\mu' - \omega\mu''}{\omega\varepsilon'' + i\omega\varepsilon'}} \tag{4.2}$$

onde μ′ e μ" representam as partes real e imaginária obtidas com (2.67), usando valores da Tabela 4.1 e considerando os anéis em um meio onde a parte real da permissividade elétrica relativa vale 2,1. Este valor foi verificado pela justificativa mencionada, relativa à concentração de campo elétrico entre os anéis e o elemento irradiador.

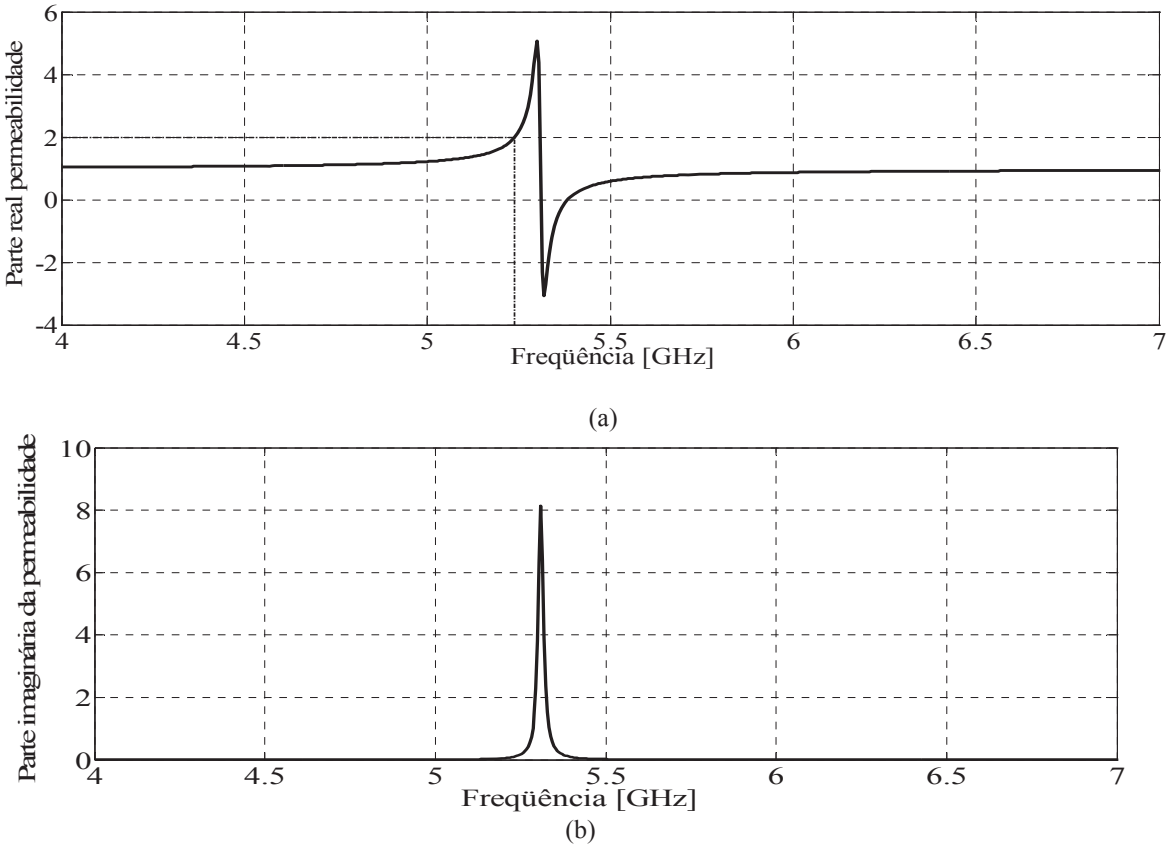


Fig. 4.3. Comportamento da permeabilidade magnética do metamaterial com anéis de cobre e parâmetros indicados no texto, em função da freqüência. (a) Variação da parte real . (b) Variação da parte imaginária.

Na Equação (4.2), levam-se em conta as partes real e a imaginária da permissividade e esta parcela manifesta-se na condutividade efetiva representada pelo produto $\omega\varepsilon''$, deduzido a partir da tangente de perda. Como ε'' não é maior do que $0{,}001\varepsilon'$, o seu efeito será desconsiderado. Em conseqüência, a parte real e a imaginária da impedância intrínseca estão representadas na Fig. 4.4(a) e (b).

(*d*) *Comportamento do coeficiente de reflexão entre o metamaterial e o ar.* Para uma avaliação qualitativa dos efeitos da diferença de propriedades entre os dois meios, será considerada a condição de ondas incidindo perpendicularmente à superfície de separação entre eles. Nestas condições, o coeficiente de reflexão de potência Γ_p é igual ao quadrado do módulo do coeficiente de reflexão de campo. Portanto,

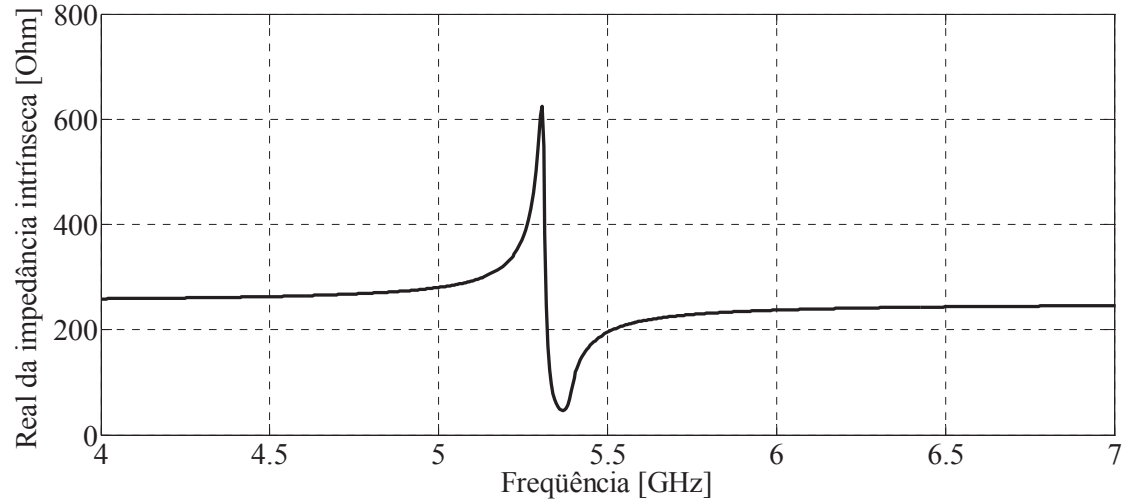
$$\Gamma_p = \left| \frac{\eta_2 - \eta_1}{\eta_2 + \eta_1} \right|^2 \tag{4.3}$$

onde η_1 representa a impedância intrínseca do metamaterial e η_2 o mesmo parâmetro para o ar. É usual representar (4.3) em decibels calculando-se

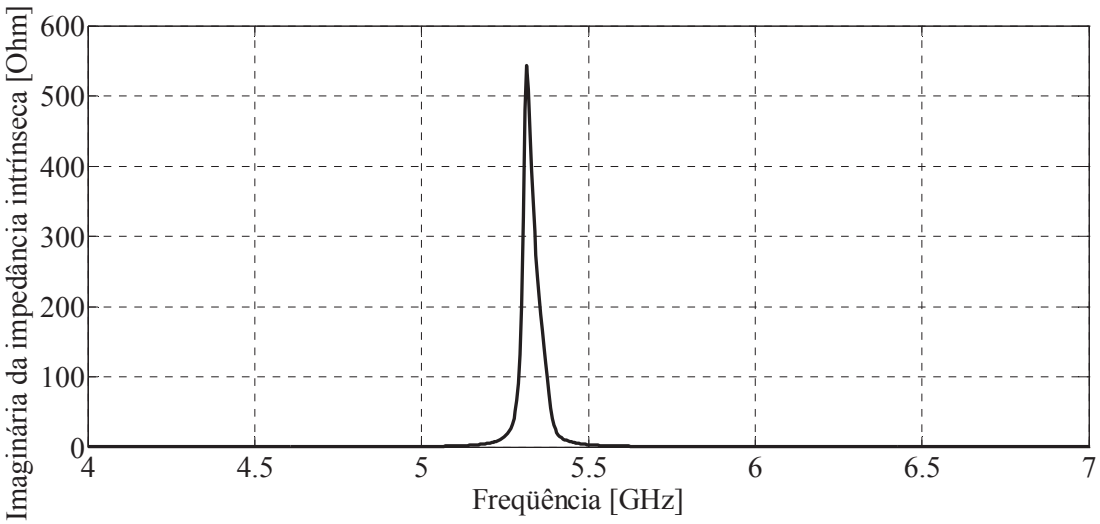
$$\Gamma\,(\mathrm{dB}) = 20\,\ell\mathrm{og}\left| \frac{\eta_2 - \eta_1}{\eta_2 + \eta_1} \right| \tag{4.4}$$

que se representa na Fig. 4.5, identificado com o parâmetro $|S_{11}|$ nas análises usuais de altas freqüências. A parte real da impedância intrínseca é sempre positiva, como se mostra na Fig. 4.4. Este fato garante que não haja possibilidade de reflexão total na fronteira dos dois meios, mesmo se a permeabilidade tiver parte real negativa.

Na Fig. 4.5, percebe-se que o melhor coeficiente de reflexão é obtido em 5,2GHz, com o valor de −34dB. Na mesma freqüência, o coeficiente de reflexão sem introdução dos anéis seria de −14,2dB. Isto permite afirmar que o emprego dos anéis introduzem uma melhora significativa no desempenho do substrato no que concerne à transferência de energia para o ambiente externo.



(a)



(b)

Fig. 4.4. Comportamento da impedância intrínseca do metamaterial, com parâmetros especificados no texto. (a) Parte real. (b) Parte imaginária.

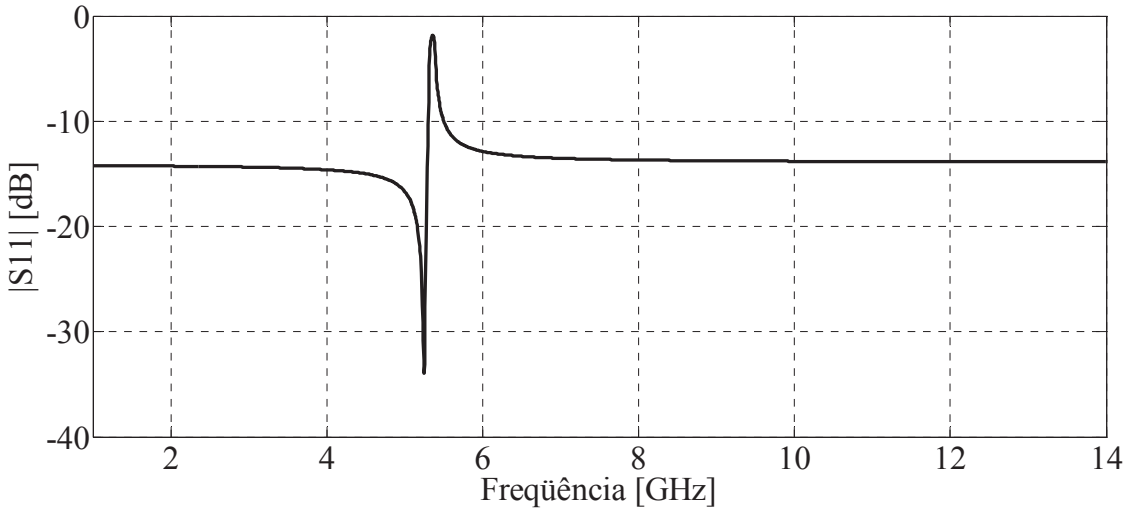


Fig. 4.5. Variação do modulo do coeficiente de reflexão em função ad freqüência entre o metamateria e o ar, com parâmetros conforme no texto, detrminado com o Matlab®.

(*e*) *Coeficiente de reflexão da antena com substrato de metamaterial.* Para verificar a melhora trazida pela atuação do metamaterial na antena, na Fig. 4.6 estão os valores simulados e medidos do seu coeficiente de reflexão com e sem o substrato modificado.

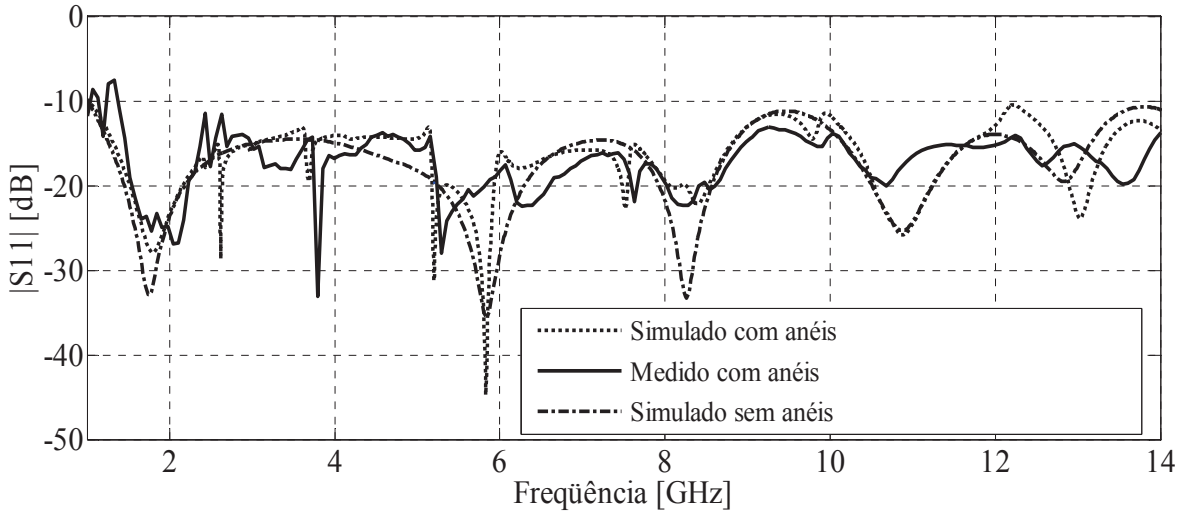


Fig. 4.6. Coeficiente de reflexão da antena tradicional e com o substrato de metamaterial, empregando os parâmetros dados no texto. A simulação foi feita com o programa EMPro® e as medições com o analisador vetorial de circuitos VNA da Agilent Mod. E5071C para freqüências entre 300kHz e 14GHz.

Comparando a Fig. 4.2 com a Fig. 4.6, é importante notar que o coeficiente de reflexão vale –19,6dB em 5.2GHz na Fig. 4.2 e o vale –31dB simulado e –28dB para medido na Fig. 4.6. A melhora no coeficiente de reflexão com o substrato de metamaterial nesta freqüência deve-se

ao fato de a parte real da permebilidade magnética relativa aproximar-se da parte real da permissividade elétrica relativa, com ambas as partes imaginárias muito menores do que as suas partes reais. Como resultado, a impedância intrínseca do metamaterial aproxima-se do valor para o ar, causando uma melhor transferência de energia. Na Fig. 4.6, o coeficiente de reflexão em freqüências diferentes de 5,2GHz aumenta rapidamente, pois a parte real da permeabilidade magnética do metamaterial afasta-se muito rápido da parte real da sua permissividade elétrica.

(*f*) *Avaliação do ganho da antena*. Para finalizar a caracterização da antena com metamaterial, na Fig. 4.7 estão os valores simulados dos seus ganhos de irradiação e de sistema. O valor identificado como ganho de irradiação não leva em conta as perdas causadas pela reflexão na linha. A curva representada como ganho do sistema inclui os efeitos dessas perdas, resultando em valores um pouco menores. A influência não é muito significativa porque em toda a faixa analisada o coeficiente de reflexão ficou inferior a –10dB. É importante notar que em 5,2GHz a diferença entre os dois ganhos é mínima por conta de uma máxima transferência de energia para o ar.

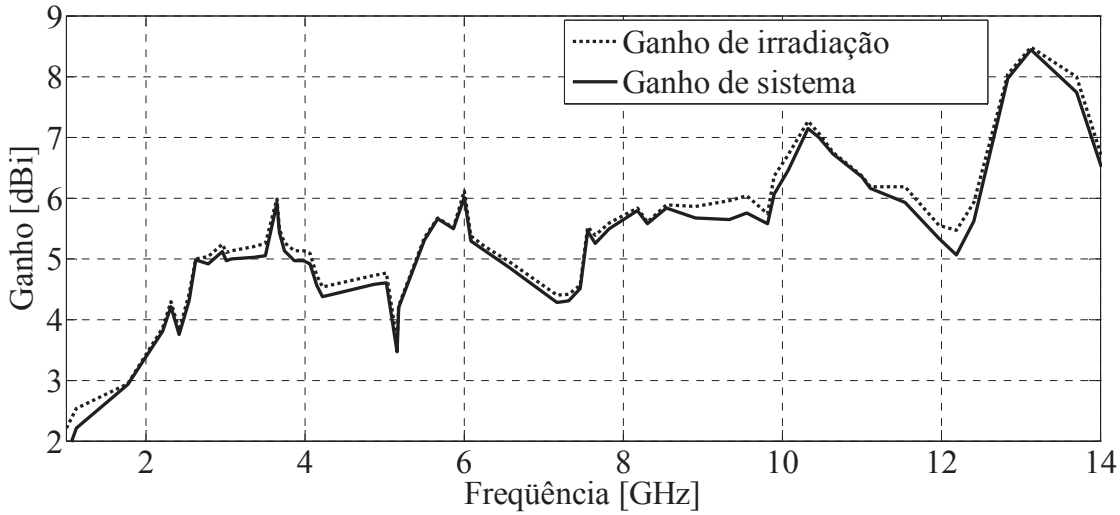


Fig. 4.7. Valores simulados de ganho de irradiação e sistema para antena com substrato de metamaterial, conforme dados no texto.

(*g*) *Levantamento do diagrama de irradiação*. Na Fig. 4.8, tendo como referência a Fig.4.1, estão representados valores encontrados por meio de simulação de diagramas de irradiação em dois planos ortogonais $\phi = 0^{\circ}$ (plano do campo magnético) e $\phi = 90^{\circ}$ (plano do campo elétrico). Os levantamentos foram feitos em freqüências em que se obtiveram os melhores casamentos

de impedância, nomeadamente em 1,7GHz, 5,2GHz e 11GHz. Com o objetivo de comparar os diagramas de irradiação medidos e simulados, os ensaios de laboratório foram efetuados na freqüência de 5,2GHz. Obtiveram-se os diagramas de irradiação no plano do campo magnético para a co-polarização e para a polarização cruzada, representadas na parte (a) e (b) da Fig. 4.9, segundo procedimento divulgado em documento confiável [47].

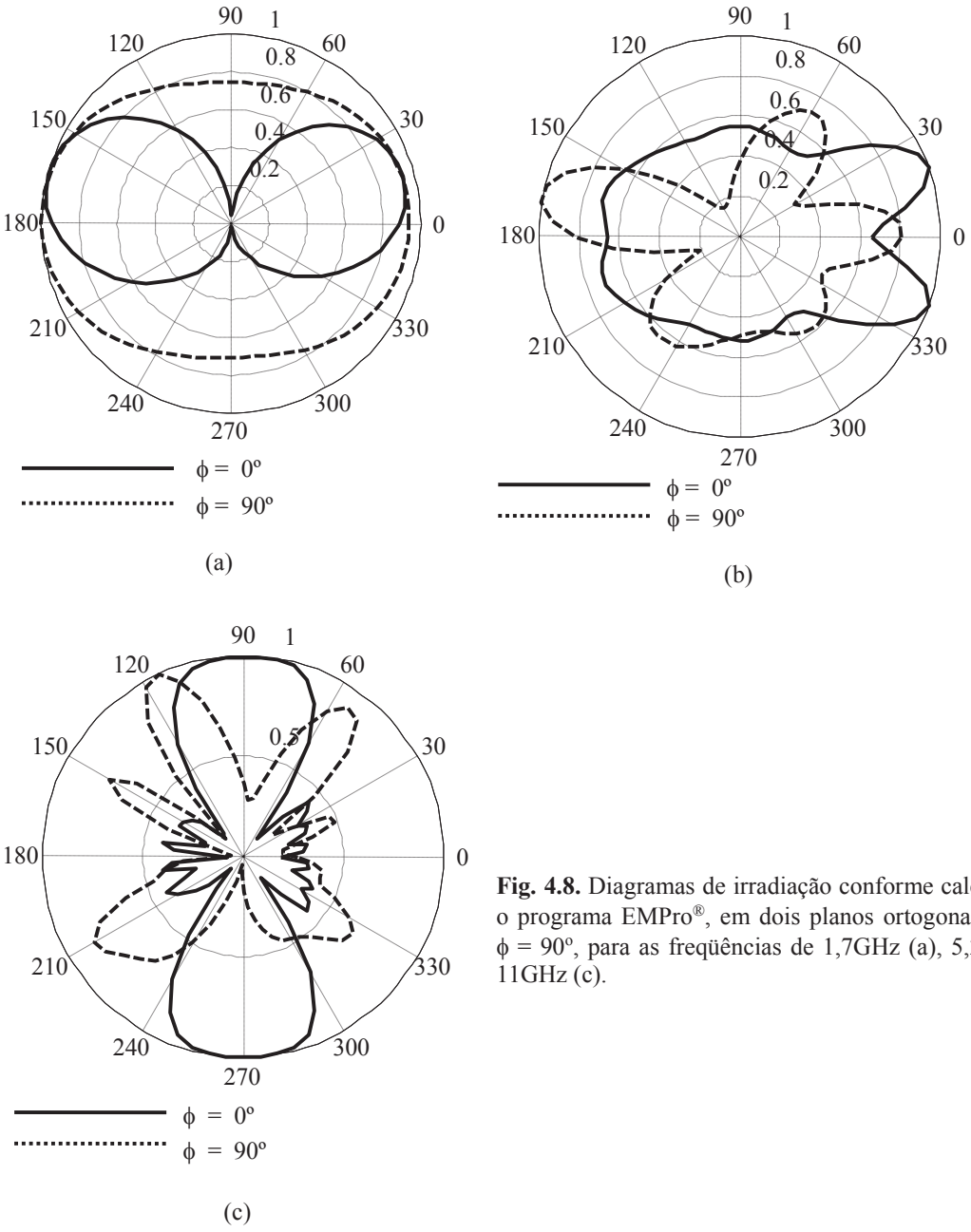


Fig. 4.8. Diagramas de irradiação conforme calculado com o programa EMPro®, em dois planos ortogonais, $\phi = 0^{\circ}$ e $\phi = 90^{\circ}$, para as freqüências de 1,7GHz (a), 5,2GHz (b) e 11GHz (c).

Utilizaram-se os seguintes equipamentos: antena transmissora do tipo corneta piramidal ETS–Lindgren para operação na faixa entre 750MHz e 18GHz, gerador de sinais da Agilent Mod. E8257D para freqüências entre 10MHz e 20GHz, analisador de espectro da Agilent Mod. E4407B. Na Fig. 4.11, está representado o protótipo da antena em estudo, fabricada segundo as dimensões já especificadas. A excitação foi feita através de um conector SMA especificado mesmo para operações em freqüências acima de 15GHz.

Observando os gráficos da Fig. 4.8, nota-se que os diagramas em ambos os planos tornam-se mais diretivos à medida que a freqüência aumenta. A parte (a) da figura apresenta um comportamento próximo ao de um dipolo. No plano $\phi = 0^o$, existe certa simetria em relação ao eixo horizontal do sistema devida à simetria da antena. Relativamente a Fig. 4.9, quando das medições para os digramas, houve algumas dificuldades que se verificaram serem relacionadas à estabilidade do suporte e às influências do piso refletor do laboratório de medida, além de dificuldade no alinhamento das antenas e, possível presença de sinas interferentes porque a câmara semi anecôica não foi totalmente isolada. Todos estes fatores contribuíram para as diferenças entre os diagramas previstos e medidos. Na Fig. 4.10 estão algumas fotografias do esquema de ligação dos equipamentos para as medidas.

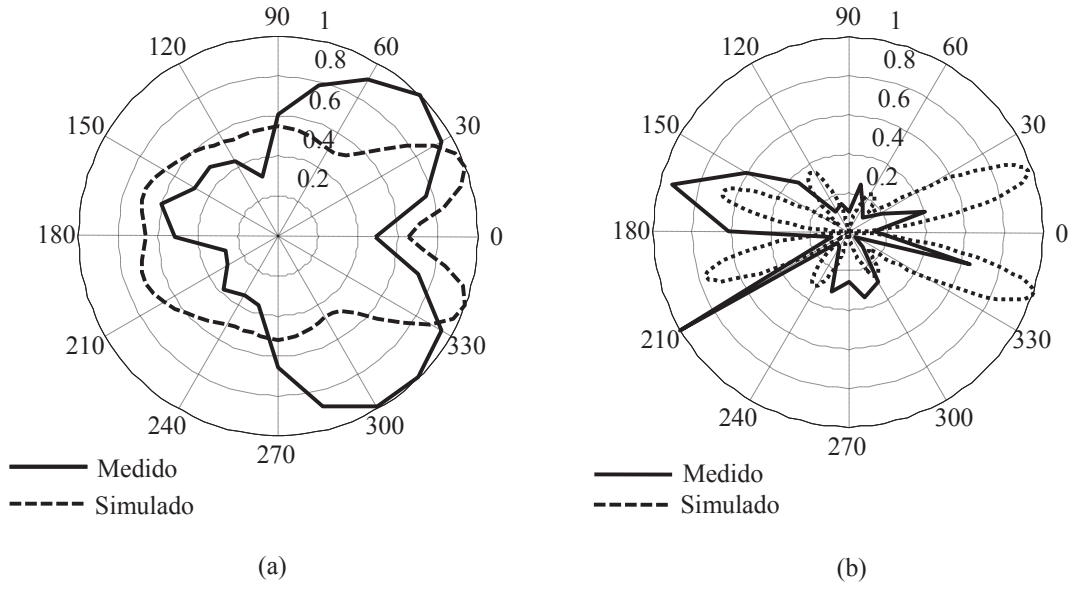
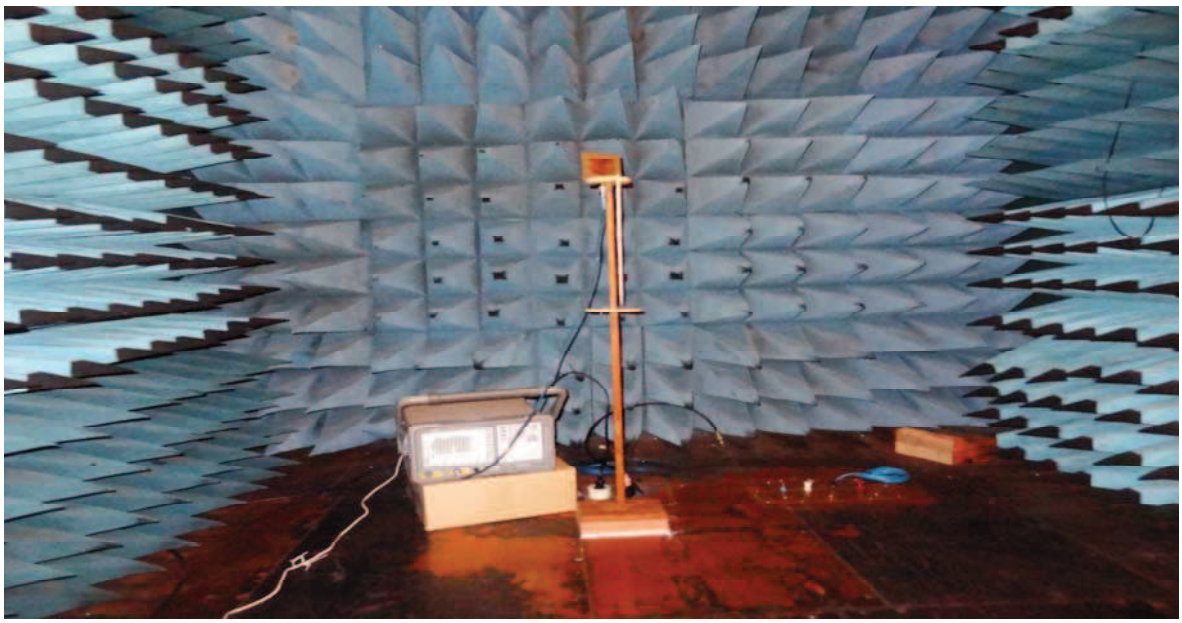
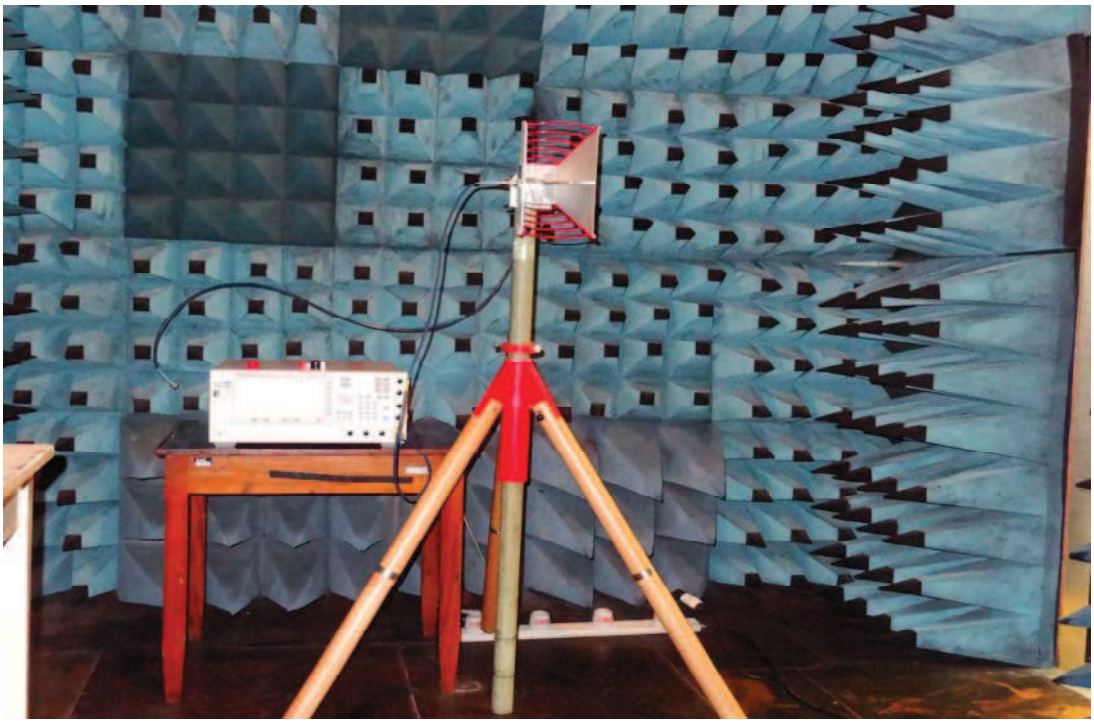


Fig. 4.9. Diagramas de irradiação no plano do campo magnético, para a freqüência de 5,2GHz. (a) Co-polarização. (b) Polarização cruzada.

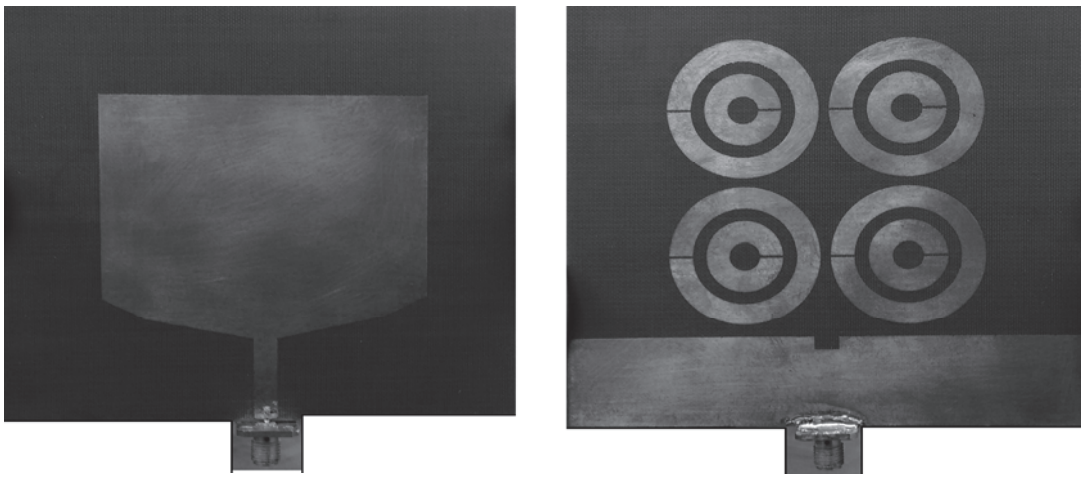


(a)



(b)

Fig. 4.10. Ligação de equipamentos para medição dos diagramas de irradiação em 5,2GHz. (a) Antena com substrato de metamaterial e analisador de espectro. (b) Antena transmissora e gerador de sinais.



(a) (b)

Fig. 4.11. Protótipo da antena em estudo. (a) Vista no lado do elemento irradiador. (b) Vista da parte inferior, onde foram construídos os anéis.

4.5 Comentários sobre o capítulo

Depois de avaliado o módulo do coeficiente de reflexão da antena tradicional por simulação com o EMPro®, também se avaliou a transferência de energia do substrato com comportamento de metamaterial para o ar. Para isto, foram feitos os cálculos da impedância intrínseca com o programa Matlab® e comparados com o correspondente valor para o ar. Simulações e medidas comprovaram a melhora que a alteração introduzida no comportamento do meio proporcionou de forma controlada em algumas freqüências. Foram simulados e medidos os valores do coeficiente de reflexão provocado pela antena em uma linha de transmissão de 50Ω. Em algumas freqüências, apresentou valores melhores em relação à antena com substrato tradicional, com destaque para a freqüência de 5,2GHz . Nesta freqüência, o coeficiente de reflexão indica um melhor casamento de impedância, com uma diferença de 8,4dB segundo as medições e 11,4dB previstos por meio das simulações.

Capítulo 5

Comentários e conclusões

5.1 Comentários gerais

Foram apresentadas as principais propriedades dos *metamateriais*, nova categoria de meios dielétricos que apresentam características eletromagnéticas muito diferentes dos encontrados usualmente. Mostrou-se como esses materiais podem ser úteis no desenvolvimento de componentes especiais para aplicações em radiofreqüência, em microondas e na faixa óptica. Entre essas aplicações, destacou-se o seu emprego em certos modelos de antenas, com objetivo de melhorar a transferência da energia para o ambiente externo. Optou-se pela aplicação no desenvolvimento de antenas de microfita, uma estrutura compacta de grande utilidade para muitos sistemas de radiocomunicações.

Um dos objetivos era a avaliação das influências que a mudança no substrato traria no desempenho da antena. Por esta razão, optou-se por um formato simples de irradiador, com certas adaptações no local de sua excitação, para garantir o casamento de impedância em uma linha impressa. As dimensões mais adequadas foram obtidas a partir de simulações com o programa EMPro® e diversos ensaios em laboratório. Dos resultados, foi construída uma antena tradicional com substrato de politetrafluoretileno (PTFE) Diclad®880, que serviria como referência. Em seguida, para aplicar os conceitos e valores relacionados aos metamaterias, construiu-se nova antena com alterações no substrato de PTFE causadas pela inserção de anéis metálicos fendidos, circulares e concêntricos na face oposta à do elemento irradiador.

Os anéis metálicos foram concebidos para reduzir ao máximo a reflexão na interface do dielétrico com o meio externo. Esta configuração implica mudar a permeabilidade relativa, em um processo pelo qual se busca aproximá-la da constante dielétrica do material, ao menos em certa faixa de freqüências. Assim, aproximam-se os valores da impedância intrínseca entre os dois ambientes, o que confere maior eficiência de irradiação, com seus efeitos sobre a diretividade e a largura de faixa.

5.2 Conclusões

A construção de antenas impressas com substrato de metamaterial mostrou melhoras efetivas nas características de irradiação da antena. A comprovação fica evidente nas freqüências em que houve redução na diferença entre as impedâncias intrínsecas do substrato e do ambiente externo. Os fatos foram demonstrados com simulações no programa EMPro®, cálculos no programa Matlab® e por ensaios em laboratório. Em destaque, mostra-se o comportamento do coeficiente de reflexão com a freqüência, com redução mais acentuada em 5,2GHz. Quando empregado o substrato convencional, encontrou-se −19,6dB e a mudança para o metamaterial nas condições descritas levaram a −31dB nas simulações e a −28dB nos ensaios práticos. Este resultado mostrou-se condizente com o esperado visto que, nesta freqüência, a parte real da permeabilidade relativa do substrato tornou-se próxima à parte real da constante dielétrica e ambas as partes imaginárias das duas propriedades permaneceram muito pequenas. Um aumento na quantidade de células no metamaterial permitirá uma modificação mais suave na permeabilidade. Isto levará a uma relação μ/ε menos dependente da freqüência e à possibilidade de operação em faixa mais larga.

5.3 Sugestões para trabalhos futuros

Investigou-se a melhora que a modificação na permeabilidade magnética ocasionou em um sistema simples de irradiação. Entre os procedimentos de avaliação, foram analisadas as características de irradiação da antena e os valores do coeficiente de reflexão em uma ampla faixa de freqüências. Observou-se que a características de metamaterial obtida com alterações apenas na permeabilidade magnética resultou em certa limitação na faixa de melhor desempenho. O fato é justificado porque a atuação dos anéis metálicos fendidos ressonantes concêntricos causam acentuadas variações na permeabilidade com a freqüência, enquanto a permissividade permanece praticamente inalterada. Portanto, um aspecto relevante seria avaliar novas formas de comportamento magnético que conduzissem a variações suaves na permeabilidade. Além disto, como demonstrado no texto, há possibilidade de alterações na permissividade relativa, uma forma mais trabalhosa de chegar-se ao comportamento de metamaterial. Todavia, trata-se de uma possibilidade potencial a ser explorada, na busca por comportamentos da permissividade e da permeabilidade que fiquem mais próximos entre si ou cuja relação seja mais suave com a variação da freqüência.

Referências bibliográficas

[1] DEMARTINO, C. Metamaterials Provide Technology for the Future. *Microwaves & RF*, p. 36–38, Aug., 2015.

[2] WU, Q.; TURPIN, J. P.; WERNER, D. H. Intergrated photonic systems based on transformation optics enabled gradient index devices. *Light: Science & Applications*, p. 1 - 6, Nov., 2012.

[3] LOPES, R. J. Invisibilidade. *Superinteressante*, Ed. 265a, Maio, 2009.

[4] QUAN, X.; ZHANG, S.; LI, H. Metamaterials Forge High–Directivity Antenna. *Microwave & RF*, p. 50–56, Jun., 2015.

[5] LI, X-S.; XU, K-D.; LIU, Z-M.; ZHOU, D-Y.; DU, F. Metamaterial Extends Patch. *Microwave & RF*, p. 58–64, May, 2015.

[6] STUTZMAN, L.; THIELE, G. A. *Antenna Theory and Design*. New York: John Wiley, 1998.

[7] POZAR, D. M. Microstrip Antennas. *Proc. IEEE*, v. 80, n. 1, p. 79-91, Jan., 1992.

[8] RAMO, S.; WHINNERY, J. R.; DUZER, T. V. *Fields and waves in communication electronics*. 3rd. Edition. New York: John Wiley, 1994.

[9] VESELAGO, V. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ε and μ . *Sov. Phys. Uspekhi,* v. 10, n. 4, p. 509–514, Jan., –Feb., 1968.

[10] PENDRY, J. B.; HOLDEN, D. J.; STERWART, W. J. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena. *IEEE Trans. Microwave. Theory Tech*, v. 47 , n. 11, p. 2075–2084, Nov., 1999.

[11] PENDRY, J. B.; HOLDEN, A. J.; STEWART, W. J.; YOUNGS, I. Extreemely low frequency plasmons in metallic mesostructure. *Phys. Rev. Lett*, v. 76, n. 25, p. 4773–4776, Jun., 1996.

[12] SMITH, D. R.; PADILLA, W. J.; VIER, D. C.; NEMAT-NASSER, S. C.; SCHULTZ, S. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. *Phys. Rev. Lett*, v. 84, n. 18 , p. 4184–4187, May, 2000.

[13] SIMION, S.; MARCELLI, R.; BARTOLUCCI, G.; GRACIUNOIU, F.; LUCIBELLLO, A.; ANGELIS, G.; MULLER, A. A.; BUNEA, A. C.; SAJIN, G. I. Composite right/ left handed (CRLH) based devices for microwave applications. *Intech Open,* v. 6, p.89 – 115. Disponível em: http://cdn.intecopen.com. Acesso em: 28 Feb., 2015.

[14] LAI, A.; ITOH, T.; CALOOZ, C. Composite right/left-handed transmission line metamaterials. *IEEE Microwave Magazine*, v. 5, n. 3, p. 34 – 50, Sep., 2004.

[15] CALOZ, C.; ITOH, T. *Electromagnetic metamaterial: Transmission line theory and microwave application.* New Jersey. Hoboken: Wiley IEEE Press, 2005.

[16] SOUSA NETO, M. P.; FERNANDES, H. C. C. *Um Estudo de Metamaterial em Antenas de Microfita*. Tese (Doutorado). Universidade Federal do Rio Grande do Norte. Abr., 2014.

[17] POZAR, D. M . *Microwave Engineering.* 4th. Edition. New York: John Wiley, 2012.

[18] LANDAU, L. D; LIFSHITZ, E. M. *Electrodinámica de los Medios Continuos. Volumen 8 del Curso de Física Teórica*. Barcelona: Reverté, S.A., 1975.

[19] RIBEIRO, J. A. J. *Engenharia de Microondas - Fundamentos e Aplicações.* 1ª Edição. São Paulo: Érica Ltda., 2008.

[20] WEILAND, T.; SCHUHMANN, R.; GREEGOR, R. B.; PARAZZOLI, C. G.; VETTER, A. M.; SMITH, D. R.; VIER, D. C.; SCHULTZ, S. Ab Initio Numerical Simulation of Left–handed Metamaterials: Comparison of Calculations and experiments. *Journal of Applied Physics*, v. 90, n. 10, p. 5419-5424, Nov., 2001.

[21] DESCHAMPS, G. A. Microstrip Microwave. *3rd USAF Symposium on Antennas*, 1953.

[22] GUTTON, H.; BAISSINOR, G. Flat Aerial for Ultra High Frequencies. *French Patent* n. 70313, 1955.

[23] HOWELL, J. Q. Microstrip Antennas. *IEEE Antenna and Propagation International Symposium,* p. 177–180, 1972.

[24] MUNSON, R. E. Conformal Microstrip Antennas and Microstrip Phased Arrays. *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, v. 22, p. 74–78, 1974.

[25] GARG, R.; BHARTIA, P.; BAHL, I.; ITTIPIBOON, A. *Microstrip Antenna Design Handbook.* Norwood: Artech House, INC., 2001.

[26] RIBEIRO, J. A. J. *Engenharia de Antenas – Fundamentos, Projetos e Aplicações.* 1ª Edição. São Paulo: Érica Ltda., 2012.

[27] CHEW, W. C. *Waves and Fields in Inhomogeneous Media.* New York: IEEE Press, 1995.

[28] POZAR, D. M. Radiation and Scattering From a Microstrip Patch on a Uniaxial Substrate. *IEEE Trans. on Antennas and propagation,* v.35, p. 613–621, 1987.

[29] DESHPANDE, M. D.; BAILEY. M. C. Input Impedance of Microstrip Antennas. *IEEE Trans. on Antennas Propagation,* v.30, p. 645–650, 1982.

[30] ITOH, T. *Numerical Techniques for Microwave and Millimeter-Wave Passive Structures.* New York: John Wiley, 1989.

[31] JAMES, J. R.; HALL, P. S. *Handbook of Microstrip Antennas.* London: Peter Peregrinus, 1989.

[32] MOSIG, J. R.; GARDIOL, F. E. A Dynamic Radiation model for Microstrip Structures. *Advances in Electronics and Electron Physics,* v. 59, p. 139 – 234, 1982.

[33] TAFLOVE, A. *Computational Electrodynamics: the Finite Difference time Domain Method*. Norwood: Artech House, 1995.

[34] KUNZ, K. S.; LUBERS, R. J. *The Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics*. Boca Raton: CRC Press, 1993.

[35] BALANIS, C. A. *Antenna Theory - Analysis and Design*. 2nd Edition. New York: John Wiley, 1982.

[36] BALANIS, C. A. *Advanced Engineering Electromagnetics.* New York: John Wiley, 1989.

[37] SCHELKUNOFF, S. A. Some Equivalence Theorems of Electromagnetics and their Application to Radiation Problems. *Bell System Tech. J*, v. 15, p. 92 – 112, 1936.

[38] JORDAN, E. C.; BALMAIN, K. G. *Ondas Electromagneticas y Sistemas Radiantes*. Trad. de Joaquin Gomez Barquero. Madrid: Paraninfo, 1973.

[39] COLLIN, R. E. *Field Theory of Guided Waves*. New York: McGraw-Hill, 1960.

[40] RICHARDS, W. F. *Antenna Handbook: Theory, Applications and Design*. New York: Van Nostrand Reinhold Co., 1988.

[41] CARSON, R. S. *High–frequency amplifiers*. New York: John Wiley, 1975.

[42] DERNERYD, A. G. A Theoretical investigation of the rectangular Microstrip Antenna Element. *IEEE Trans. on Antennas propagation,* v.26, n. 4, p. 532–535, Jul., 1978.

[43] GUPTA, V.; SAHOO, P. Performance Improvement of Microstrip Patch Antenna using Left-Handed Metamaterial. *International Journal of Research in Electronics and Communication Technology*, v. 1, n. 1, Jan.,-Mar., 2014.

[44] KEYSIGTH TEHCNOLOGIES. *EMPro 3D EM Simulation Software*. Disponível em: http://www.keysight.com. Acesso em 07 Nov., 2015.

[45] CARLETI, M.; RIBEIRO, J. A. J. *Antena impressa de faixa ultra-larga empregando a geometria fractal do tapete de Sierpinski.* Dissertação (Mestrado). Instituto Nacional de Telecomunicações. Jul., 2015.

[46] Ribeiro, J. A. J. *Propagação das Ondas Eletromagnéticas – Princípios e aplicações*. 1ª Edição. São Paulo: Érica Ltda., 2004.

[47] HUIE, K. C.; CLAUS, R. *Microstrip Antennas: Broadband Radiation Patterns Using Photonic Crystal Substrates*. Dissertação (Mestrado). Virginia Polytechnic Institute and State University. Jan., 2002. Disponível em: http://scholar.lib.vt.edu/theses/available/etd-01112002-13457/unrestricted/etd.pdf. Acesso em Nov., de 2015.