



UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO NORTE
CENTRO DE TECNOLOGIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA E DE
COMPUTAÇÃO



Uso de Metamaterial em Antenas de Microfita com Supercondutor

Carlos Gomes de Moura

Orientador: Prof. Dr. Humberto César Chaves Fernandes

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica e de Computação da UFRN (área de concentração: Engenharia Elétrica, Telecomunicações) como parte dos requisitos para obtenção do título de Doutor em Ciências.

Número de ordem: D137
Natal, RN, fevereiro de 2015

UFRN / Biblioteca Central Zila Mamede
Catalogação da Publicação na Fonte

Moura, Carlos Gomes de

Uso de metamaterial em antenas de microfita com supercondutor / Carlos Gomes de Moura. – Natal, RN, 2015.

146 f. : il.

Orientador: Prof. Dr. Humberto César Chaves Fernandes.

Tese (Doutorado) – Universidade Federal do Rio Grande do Norte. Centro de Tecnologia. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica e de Computação.

1. Antena de Microfita – Tese. 2. Metamaterial – Tese. 3. Supercondutividade – Tese. 4. Ressonador em Anel – Tese. 5. Método de linha de transmissão transversa – Tese. I. Fernandes, Humberto César Chaves. II. Universidade Federal do Rio Grande do Norte. III. Título.

RN/UF/BCZM

CDU 621.396.67

Uso de Metamaterial com Supercondutor em Antenas de Microfita

Carlos Gomes de Moura

Tese de Doutorado aprovada em Fevereiro de 2015 pela banca examinadora composta pelos seguintes membros:

Prof. Titular Dr. Humberto César Chaves Fernandes (Orientador)..... DEE/UFRN

Prof. Dr. José Patrocínio da Silva (Examinador interno).....DEE/UFRN

Prof. Dr. Dr. Humberto Dionísio de Andrade (Examinador externo).....DCAT/UFERSA

Prof. Dr. Ronaldo de Andrade Martins (Examinador externo).....UFRN

Prof. Dr. Marinaldo Pinheiro de Sousa Neto (Examinador externo).....IFRN

Dedico

A Deus, ao meu pai, Josué Gomes de Moura, na espiritualidade, à minha mãe, Maria Ivete Galvão de Moura, aos meus filhos Clarissa de Almeida Moura, Carlos Gomes de Moura Filho e Helena Maria de Sousa Moura, os quais sempre me apoiaram em minha caminhada.

“O que eu ouço, esqueço...
O que eu vejo, lembro...
O que eu faço, aprendo...”

Confúcio

Agradecimentos

Agradeço a Deus, inteligência suprema e causa primária de tudo que existe no Cosmos, por me permitir o equilíbrio, a paz e a iluminação, nos momentos obscuros.

Ao Prof. Dr. Humberto César Chaves Fernandes pela orientação, amizade, paciência e comprometimento com o trabalho de pesquisa.

Aos meus familiares em geral.

Aos amigos da pós-graduação e da iniciação científica, Francisco Assis Júnior, Thiago Valneir, Marinaldo Pinheiro de Sousa Neto, José Lucas Silva, Almir Neto e Otávio Lavor, ao funcionário Paulo Yvens, pela sincera amizade e colaboração.

À UFRN, por proporcionar o desenvolvimento deste trabalho e por consequência a realização do meu doutorado.

À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) pela bolsa de estudos de doutorado.

Ao Prof. Jonathan Paulo Pinheiro Pereira, do Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia do Rio Grande do Norte, pela cooperação na construção das antenas, e ao Prof. Ronaldo de Andrade Martins, por colaboração em medidas realizadas.

Resumo

Os metamateriais tem atraído uma grande atenção nas ultimas décadas, em decorrência de suas propriedades eletromagnéticas não serem encontradas na natureza. Desde que os metamateriais passaram a ser sintetizados através da inserção de inclusões artificialmente fabricadas num meio homogêneo especificado, facilitou ao pesquisador uma larga coleção de parâmetros independentes, como, por exemplo, as propriedades eletromagnéticas do material. Foram realizadas investigações das propriedades dos ressoadores em anel e dos metamateriais. Foi apresentado um estudo das principais teorias que explicam com clareza a supercondutividade. As teorias BCS, Equações de London e modelo dos Dois Fluidos são as teorias que dão suporte a aplicação dos supercondutores nas antenas de microfita. Assim, esta Tese de Doutorado apresenta uma análise teórica, numérico-computacional e experimental, utilizando o formalismo de onda completa, através da aplicação do método da Linha de Transmissão Transversa – LTT, aplicado no Domínio da Transformada de Fourier (FTD). O LTT é um método de onda completa, que tem como regra a obtenção dos campos eletromagnéticos em termos dos componentes transversais à estrutura. A inclusão do patch supercondutor é feita utilizando-se a condição de contorno complexa resistiva. São obtidos resultados da frequência de ressonância em função dos parâmetros da antena. Para validação das análises foram elaborados programas computacionais na linguagem Fortran, simulações no *software comercial*, sendo as curvas traçadas no *software comercial* e no software Matlab, além de se comparar o patch convencional com o supercondutor e depois se comparar um substrato metamaterial com um convencional, juntando o substrato com o patch, verificando o que melhora em ambos os quesitos, demonstrando a utilização prática destas estruturas em antenas fabricadas em laboratório.

Palavras-chave: Metamaterial, Supercondutividade, Ressonador em Anel, método de Linha de Transmissão Transversa, Antena de Microfita.

Abstract

Metamaterials have attracted great attention in recent decades, due to their electromagnetic properties which are not found in nature. Since metamaterials are now synthesized by the insertion of artificially manufactured inclusions in a specified homogeneous medium, it became possible for the researcher to work with a wide collection of independent parameters, for example, the electromagnetic properties of the material. An investigation of the properties of ring resonators was performed as well as those of metamaterials. A study of the major theories that clearly explain superconductivity was presented. The BCS theory, London Equations and the Two-Fluid Model are theories that support the application of superconducting microstrip antennas. Therefore, this thesis presents theoretical, numerical and experimental-computational analysis using full-wave formalism, through the application of the Transverse Transmission Line – LTT method applied in the Fourier Transform Domain (FTD). The LTT is a full wave method, which, as a rule, obtains the electromagnetic fields in terms of the transverse components of the structure. The inclusion of the superconducting patch is performed using the complex resistive boundary condition. Results of resonant frequency as a function of antenna parameters are obtained. To validate the analysis, computer programs were developed using Fortran, simulations were created using the *commercial software*, with curves being drawn using *commercial software* and MATLAB, in addition to comparing the conventional patch with the superconductor as well as comparing a metamaterial substrate with a conventional one, joining the substrate with the patch, observing what improves on both cases, demonstrating the practical use of these structures in lab manufactured antennas.

Keywords: Metamaterial, Superconductivity, Ring Resonator, Method for Transverse Transmission Line, Microstrip Antenna.

Sumário

Lista de Figuras.....	XIII
------------------------------	-------------

Lista de Tabelas	XVII
-------------------------------	-------------

Lista de Abreviaturas e

Sigla.....	XVIII
-------------------	--------------

CAPÍTULO 1 – Introdução	21
--------------------------------------	-----------

1.1 Introdução.....	21
---------------------	----

1.2 Objetivos.....	23
--------------------	----

1.3 Motivação.....	24
--------------------	----

1.4 Organização da Tese.....	25
------------------------------	----

Capítulo 2 Levantamentos do Estado da Arte	27
---	-----------

2.1 Antenas de Microfita e Suas Aplicações.....	27
---	----

2.1.1. Estruturas da Antena.....	27
----------------------------------	----

2.1.2 Aplicações	28
------------------------	----

2.2 Materiais Supercondutores	29
-------------------------------------	----

2.2.1. Introdução.....	29
------------------------	----

2.2.2 Características dos Materiais Supercondutores	29
---	----

2.2.3 Aplicações.....	29
-----------------------	----

2.3 Metamateriais	29
-------------------------	----

2.3.1 Introdução	29
------------------------	----

2.3.2 A Nova Classe de Materiais: Metamateriais	30
---	----

2.3.3 Aplicações	31
------------------------	----

2.4 Tese de Doutorado.....	32
----------------------------	----

CAPÍTULO 3 Supercondutores	33
---	-----------

3.1 – Introdução.....	33
3.2 Características dos Materiais Supercondutores.....	33
3.3 Teoria BCS na Condutividade.....	36
3.4 Equações de London	37
3.5 Modelo dos Dois Fluidos.....	38
3.6 Impedância de Superfície	39
3.7 Conclusões	41
 CAPÍTULO 4 Antenas de Microfita.....	 42
4.1 Estruturas da Antena	42
4.2 Vantagens e Limitações das Antenas de Microfita	44
4.3 Parâmetros de Antena	45
4.3.1 Diagramas de Irradiação	45
4.3.2 Polarização	46
4.3.3 Diretividade	48
4.3.4 Largura de Banda.....	48
4.3.5 Perda de Retorno.....	49
4.4 Técnicas de Alimentação	50
4.5 Métodos de Análise	53
4.6 Características dos Substratos	55
4.7 Tipos de Substratos	56
4.8 Eficiência.....	57
4.9 Conclusões	57
 CAPÍTULO 5 Substrato Metamaterial	 58
5.1 Introdução	58
5.2 A Nova Classe de Materiais: Metamateriais	59
5.3 Propagação de Ondas Eletromagnéticas em um Meio Metamaterial	61
5.4 Velocidade de Grupo e de Fase	64
5.5 Projeto do Meio Metamaterial	65
 CAPÍTULO 6 Aplicação do Método da Linha de Transmissão Transversa – LTT	
.....	72

6.1 Introdução	72
6.2 Desenvolvimento dos Campos Transversais	73
6.3 Conclusões	78

CAPÍTULO 7 Análise Geral dos Campos Eletromagnéticos na Antena com Substrato Metamaterial e Patch Supercondutor80

7.1 Introdução	80
7.2 Antenas de Microfita com Substrato Metamaterial e Patch Supercondutor.....	80
7.3 Determinação das Equações de Campo Eletromagnético.....	81
7.4 Expansão das Densidades de Corrente em Termos de Funções de Base	91
7.5 Cálculo do Diagrama de Radiação no Plano-E e Plano-H	95
7.6 Conclusões	96

CAPÍTULO 8 Arranjos de Antenas98

8.1 Introdução	98
8.2 Arranjos Lineares.....	98
8.2.1 Fase e Espaçamento entre os Elementos em um Arranjo Linear	101
8.3 Arranjo Planar.....	104
8.3.1 Fase e Espaçamento entre os Elementos em um Arranjo Planar	106

CAPÍTULO 9 Resultados.....108

9.1 Introdução	108
9.2 Descrição da Antena	108
9.2.1 Antena Metamaterial com Patch Supercondutor	108
9.3 Resultados Numéricos	110
9.4 Análise de um Ressonador em Anel Partido numa Antena Planar UWB	123
9.4.1 Introdução	123
9.4.2 Projeto da Antena	124
9.4.3 Simulações e Análise de Resultados	126
9.4.4 Conclusões.....	129
9.4.5 Resultados Experimentais e Discussões	130

CAPÍTULO 10 Conclusões 137

10.1 Conclusões	137
10.2 Sugestões para Trabalhos Futuros	139
Trabalhos Publicados pelo Autor	140
Referências Bibliográficas	142

Lista de Figuras

Figura 2.1 – Antena de microfita convencional	27
Figura 3.1 – Resistividade do mercúrio em função da temperatura em Kelvin	34
Figura 3.2 – Efeito <i>Meissner</i> na transição da temperatura crítica. (a) Temperatura do supercondutor acima da temperatura crítica; (b) Supercondutor resfriado abaixo de sua temperatura crítica.....	35
Figura 3.3 – Impedância de superfície de um dielétrico, de um metal normal e de um supercondutor	40
Figura 4.1 – Antena de Microfita Convencional	43
Figura 4.2 - Geometrias utilizadas em patches de antenas de microfita	43
Figura 4.3 - Propagação de ondas de superfície em uma antena <i>patch</i>	45
Figura 4.4 - Configuração de campos em uma antena <i>patch</i>	46
Figura 4.5 - Sistema de coordenadas para obtenção do diagrama de radiação	47
Figura 4.6 - (a) Diagrama de Irradiação Linear; (b) Diagrama de Irradiação Polar.....	47
Figura 4.7 - Alimentação via Linha de Microfita <i>inset-fed</i>	51
Figura 4.8 - Alimentação via Conector Coaxial.....	51
Figura 4.9 - Alimentação via Acoplamento por Abertura.....	52
Figura 4.10 - Alimentação via Acoplamento por proximidade.....	52
Figura 4.11 - Circuito Equivalente para Antena de Microfita, pelo Modelo da Linha de transmissão.....	53
Figura 4.12 - (a) Efeito franja com um incremento Δl (b) Distribuição dos campos elétricos ao longo da antena.....	53
Figura 5.1 - Diagrama de permissividade (ϵ) e permeabilidade (μ) para os quatro tipos de meios. <i>Reproduzido de [40]</i>	60
Figura 5.2 - Ilustração da propagação em um meio com índice de refração positivo (RHM) e com índice de refração negativo (LHM). θ_1 é o ângulo de incidência e θ_2 é o ângulo de refração. <i>Reproduzido de [30]</i>	61
Figura 5.3 - Ilustração das direções do campo elétrico, do campo magnético, do vetor de Poyting e do vetor de onda (a) RHM e (b) LHM. <i>Reproduzido de [41]</i>	61

Figura 5.4 - (a) estrutura composta por fios milimétricos (<i>thin wire</i> – TW). (b) estrutura composta pelos ressoadores de anel partido (<i>split-ring resonator</i> – SRRs). <i>Reproduzido de [29]</i>	65
Figura 5.5 - Modelo de circuito equivalente do SRR, (a) SRR configuração dupla e (b) configuração simples. <i>Reproduzido de [29]</i>	68
Figura 5.6 - Primeiras estruturas LH de TW e SRRs. (a) Estrutura LH unidimensional. (b) Estrutura LH bidimensional. <i>Reproduzido de [29]</i>	68
Figura 5.7 - Resultados teóricos computacionais para uma estrutura TW-SRR, (a) permeabilidade, (b) permissividade.[27].....	69
Figura 7.1 – Antena de microfita com substrato metamaterial e patch supercondutor	81
Figura 8.1 – Geometria de um arranjo linear de N elementos.....	99
Figura 8.2 – Arranjo de fase em uma antena	101
Figura 8.3 – Diagrama do fator de arranjo Linear em duas dimensões com substrato FR-4.....	102
Figura 8.4 – Diagrama do fator de arranjo Linear em duas dimensões com substrato RT-Duroid.....	104
Figura 8.5 – Geometria de um arranjo planar de NxM elementos.	105
Figura 9.1a – Estrutura da antena de microfita metamaterial com patch supercondutor	109
Figura 9.1b – Antena de microfita metamaterial com patch supercondutor.	110
Figura 9.2 – Gráfico comparativo da Frequência em função do comprimento da fita condutora, considerando as temperaturas críticas de 90K e 160K. ...	112
Figura 9.3 – Frequência em função da Perda de Retorno para uma antena metamaterial com caixas de FR-4 e patch supercondutor.....	113
Figura 9.4 – Diagramas de radiação em 2D do plano E e plano H da antena metasuper, com metamaterial, FR-4; 4, 4 GHz	113
Figura 9.5 – Frequência em função da Perda de Retorno para uma antena metamaterial com caixas de FR-4 e patch PEC(Condutor Elétrico Perfeito).	114
Figura 9.6 - Diagramas de radiação em 2D e 3D do plano E e plano H da antena sobre substrato metamaterial, FR-4, com 4, 4 GHz, patch pec.....	115
Figura 9.7 - Frequência em função da Perda de Retorno para uma antena metamaterial com caixas de FR-4 e patch cobre.....	115
Figura 9.8 - Diagramas de radiação em 2D e 3D do plano E e plano H da antena sobre substrato metamaterial, com FR-4; 4, 4 GHz, patch cobre.....	116

Figura 9.9 - Frequência e, função da Perda de Retorno para uma antena metamaterial com caixas de FR-4 e patch prata.....	116
Figura 9.10 - Diagramas de radiação em 2D e 3D do plano E e plano H da antena metamaterial, com FR-4; 4, 4 GHz, patch prata.....	117
Figura 9.11 - Frequência em função da Perda de Retorno uma antena metamaterial com caixas de RT-Duroid 6006 e patch supercondutor.....	118
Figura 9.12 - Diagramas de radiação em 2D e 3D do plano E e plano H da antena metamaterial, com RT Duroid 6006; 4, 4 GHz, patch supercondutor.....	118
Figura 9.13a - Antena sobre substrato metamaterial, com caixas de FR-4 e patch supercondutor, circular.....	119
Figura 9.13b - Frequência em função da Perda de Retorno para uma antena sobre substrato metamaterial com caixas de FR-4 e patch supercondutor, circular.....	119
Figura 9.14 - Diagramas de radiação em 2D e 3D do plano E e plano H da antena sobre substrato metamaterial, com caixas de FR-4 e patch supercondutor, circular.....	119
Figura 9.15-Perda de retorno em função da frequência, comparando o patch supercondutor com o patch de cobre.. ..	121
Figura 9.16 - Perda de retorno em função da frequência, comparando o supercondutor com o condutor perfeito.....	121
Figura 9.17 - Perda de Retorno em função da Frequência, comparando o FR-4 com o RT Duroid 6006.....	122
Figura 9.18 – Perda de retorno em função da frequência, comparando o FR-4 com o RT Duroid 6006 e o RT Duroid 5880.....	122
Figura 9.19 - Geometria da antena proposta.....	125
Figura 9.20 - Geometria do SRR proposto.....	125
Figura 9.21- Geometria do plano de terra da antena 1, 2 e 3	126
Figura 9.22- Valores das perdas de retorno (S11) simuladas em função da frequência de operação da antena padrão e das configurações propostas.	127
Figura 9.23- Resultados simulados dos diagramas de radiação em 2D e 3D do plano E (azul) e plano H (vermelho) para 5,8 GHz. a) padrão, b) antena 1, c) antena 2, d) antena3.....	129
Figura 9.24- Antena padrão construída.	130
Figura 9.25 - Antena 1 construída.....	130

Figura 9.26 - Medição da perda de retorno e carta de Smith para a antena padrão.	131
Figura 9.27 - Medição da perda de retorno e carta de Smith para a antena 1	132
Figura 9.28 - Valor medido da impedância de entrada na carta de Smith, para a antena 2.	133
Figura 9.29 - Valor medido da impedância de entrada na carta de Smith, para a antena 3.	134
Figura 9.30 - Perda de retorno simulada e medida para a antena padrão.....	135
Figura 9.31 - Perda de retorno simulada e medida para a antena 1.....	135

Lista de Tabelas

Tabela 3.1 - Comparação da lâmina supercondutora com lâminas de cobre e ouro (Hugo Michel, 2013).....	41
Tabela 4.1 – Materiais dielétricos comerciais e suas características elétricas.....	56
Tabela 9.1 - Materiais usados na simulação (HFSS) com metamaterial.....	109
Tabela 9.2- Dimensões entre a antena convencional e a metamaterial.....	110

Lista de Abreviaturas e Siglas

η	Impedância Intrínseca do Espaço Livre
Δ_t	Componente tangencial do operador nabla
l	Comprimento da fita
λ	Comprimento de onda, $\lambda=c/f$
λ_g	Comprimento de onda guiada
L	Comprimento do <i>patch</i>
σ	Condutividade
σ_n	Condutividade Normal
σ_s	Condutividade do Supercondutor
γ	Constante de Propagação na Direção y
I	Corrente elétrica
d_y, d_x	Distância dos elementos de um arranjo na direção Y e X
t_i	Espessura da enésima camada da microfita
β	Fase progressiva; constante de fase
FA	Fator de Arranjo
Ω	Frequência Angular Complexa
W	Largura do <i>patch</i>
μ	Permeabilidade Magnética
ϵ	Permissividade Elétrica
κ	Número de Onda
k_i	Número de Onda da Enésima Região Dielétrica
J	Número Imaginário Unitário, $j = \sqrt{-1}$
μ_{eff}	Permeabilidade Magnética efetiva
μ_{xx}	Permeabilidade Magnética Relativa na Direção x
μ_{yy}	Permeabilidade Magnética Relativa na Direção y
μ_{zz}	Permeabilidade Magnética Relativa na Direção z

μ_0	Permeabilidade Magnética no Espaço Livre
ε_{eff}	Permissividade Elétrica efetiva
ε_{xx}	Permissividade Elétrica Relativa na Direção x
ε_{yy}	Permissividade Elétrica Relativa na Direção y
ε_{zz}	Permissividade Elétrica Relativa na Direção z
ε_0	Permissividade Elétrica no Espaço Livre
λ_{ef}	Profundidade de penetração efetiva
λ_l	Profundidade de penetração de London
δ	Profundidade pelicular
n	Quantidade de partículas
T	Temperatura
T_c	Temperatura crítica
$[\varepsilon]$	Tensor Permissividade Elétrica
$[\mu]$	Tensor Permeabilidade Magnética
α_n	Variável Espectral na Direção x
β_k	Variável Espectral na Direção z
$\hat{x}$	Versor na Direção x
$\hat{y}$	Versor na Direção y
$\hat{z}$	Versor na Direção z
$\tilde{E}$	Vetor Campo Elétrico
$\tilde{H}$	Vetor Campo Magnético
n	Índice de refração
Γ	Constante de Propagação
SRR	<i>Split Ring Resonator</i>
MTSLR	<i>Metallic-type Spirial Loop Resonator</i>
TW	<i>Thin Wire</i>
LHM	<i>Left-Handed Materials</i>
LTT	Método da Linha de Transmissão Transversa
RHM	<i>Right-Handed Materials</i>
UWB	<i>Ultra-Wideband</i>
MMIC	Circuito Integrado de Micro-Ondas Monolíticos

Capítulo 1

Introdução

1.1 Introdução

Nas comunicações modernas as antenas são usadas frequentemente. Antenas são dispositivos que transformam energia elétrica guiada pela linha de transmissão em energia eletromagnética irradiada, ou transforma energia eletromagnética irradiada em energia eletromagnética guiada para a linha de transmissão. As antenas são elementos de extrema importância para o correto dimensionamento de uma rede sem fio, e seu objetivo é focalizar ou direcionar a energia transmitida, pois elas não amplificam o sinal [1]. As antenas são usadas tanto para transmitir quanto para receber os sinais. Com os avanços das telecomunicações, diversas antenas se comportam de maneira inteligente. E essas antenas inteligentes são sistemas (conjuntos) de antenas que reagem às mudanças do ambiente dinamicamente, com o objetivo de fornecer um sinal de maior qualidade e gerar um melhor aproveitamento das faixas de frequência nas comunicações sem fio. A utilização de algoritmos mais eficientes, aliado a melhorias significantes no hardware, fez com que o uso de antenas inteligentes aumentasse consideravelmente na última década. As comunicações sem fio acabaram se tornando a área mais promissora para a aplicação das antenas, devido à qualidade das pesquisas que vêm sendo feitas, e à demanda daquele serviço por parte da população [2].

As antenas convencionais são caracterizadas por baixos valores de diretividade, contudo, em muitas aplicações é necessário projetar antenas com alta diretividade, para atender aos requisitos de comunicação à longa distância. Além do mais, o padrão de irradiação da antena é uma característica muito particular e imutável. Em algumas situações é necessário mudá-lo, eletronicamente, para atender, com eficiência, aos requisitos de comunicação exigidos por alguns sistemas [4].

Em relação aos supercondutores, uma teoria microscópica muito utilizada, chamada teoria BCS (elaborada por *Bardeen, Cooper e Schrieffer*) e as teorias macroscópicas, mais conhecidas são: o Modelo dos Dois Flúidos e as Equações de *London*. As teorias BCS, Equações de London e modelo dos Dois Fluidos são as teorias que dão suporte a aplicação dos supercondutores nas antenas de microfita. Os arranjos de fase são analisados em

configurações lineares e planares de suas antenas, de forma que são obtidos os fatores de arranjos para tais configurações e os critérios da fase e do espaçamento entre os elementos que compõe o arranjo, são examinados com o objetivo de obter um lóbulo principal com alta diretividade e alto ganho. [5]

Na antena utilizada há dados comparativos entre a frequência de ressonância em função do comprimento da fita condutora, considerando duas temperaturas críticas, sendo as dimensões da antena com substrato metamaterial e *patch* supercondutor, com uma temperatura crítica de 90K a 160K, $h = 2$ cm, $w = 25$ mm e o supercondutor YBCO e $(\text{Ti4Ba})\text{Ba2Ca2Cu7O}_{13+}$ com parâmetros: $\sigma_n = 2,0 \cdot 10^5$ S/m, $\lambda_{ef} = 150$ nm e $t = 0.05$ mm.

Em relação às antenas de microfita observamos que, com o avanço da eletrônica digital, têm surgido dispositivos eletrônicos cada vez menores. Ao mesmo tempo, a engenharia de telecomunicações tem buscado acompanhar essa evolução com o projeto de sistemas radiantes igualmente reduzidos. A possibilidade de diminuir cada vez mais as dimensões dos sistemas radiantes é uma vantagem, já que deixam de ser um impedimento à miniaturização dos dispositivos que fazem uso de antenas e, nesse sentido, as estruturas planares tem recebido atenção especial, uma vez que possuem propriedades interessantes, tais como: baixo custo, facilidade de acomodação em pequenos espaços, além de apresentarem estrutura fina em perfil. A forma mais simples das antenas de microfita consiste de uma placa condutora sobre um plano de terra, separados por um substrato dielétrico, de forma que a permissividade dielétrica relativa do dielétrico seja baixa, tipicamente menor que 2,5, para garantir que o dielétrico não interfira muito na radiação do campo magnético. Essas antenas são finas em perfil, e são facilmente aplicáveis a comunicações móveis e aeroespaciais. Sua utilização não é uma novidade no mundo das comunicações e se pode considerar que esta tecnologia já tem um razoável grau de maturidade e várias limitações de seu uso já foram superadas. Essas antenas desempenham, atualmente, um papel importante em telecomunicações, sendo disponíveis em uma grande variedade de configurações [6].

Em relação aos metamateriais, pesquisadores vêm estudando as possibilidades associadas a um tipo artificial de matéria conhecido como *metamaterial*. No caso dos metamateriais, é a soma das partes, e não as partes por si só, que determinam a maneira pela qual o material se comporta. Os pesquisadores descobriram que, com o uso de certos materiais - como ouro e cobre dispostos em certas formas e padrões - é possível combinar as propriedades dos materiais envolvidos. Em outras palavras, diferentemente da matéria natural, o comportamento dos metamateriais depende das propriedades dos materiais que o compõem, mas também da forma como esses materiais foram combinados. Assim, os²²

metamateriais poderiam fazer com que um objeto parecesse invisível. Para simplificar a explicação, David Smith, da Universidade Duke, propõe o seguinte paralelo: imagine um tecido formado de fios. No tecido, a luz só pode viajar pelos fios (ou seja, não poderia percorrer os espaços e cavidades entre os fios). Caso você faça um buraco no tecido com um alfinete, a luz contornaria esse orifício e retomaria seu percurso original mais adiante, já que ela só poderia viajar pelos fios. Assim, para as ondas de luz, o buraco não existe. Caso você insira um objeto no buraco, as ondas de luz contornariam também o objeto, o que na prática o tornaria invisível [7].

E desde o primeiro trabalho teórico do Físico Russo Victor G. Veselago publicado em 1968 a respeito dos materiais denominados de *Left Handed Metamaterials* (LHM) ou simplesmente Metamateriais[3], pesquisadores ao redor do mundo vem realizando estudos a respeito do uso desses metamateriais em antenas planares, como as antenas de microfita, para diversas aplicações nas áreas de Telecomunicações, Medicina, Defesa, etc. Nesse contexto enfatizam-se os métodos de fabricação e várias geometrias às inclusões como condições de contorno indispensáveis na obtenção do sucesso da tarefa proposta [8].

Assim, a antena de microfita sobre substrato metamaterial e patch supercondutor foi analisada através do método da Linha de Transmissão Transversa (LTT), aplicado no domínio da transformada de Fourier (FTD). O LTT é um método de onda completa, que tem como regra a obtenção dos campos eletromagnéticos em termos das componentes transversais à estrutura. A inclusão do patch supercondutor é feita utilizando-se a condição de contorno complexa resistiva. Foram obtidos resultados da frequência de ressonância em função dos parâmetros da antena bem como diagramas de radiação do Plano-E e Plano-H.

1.2 Objetivos

O principal objetivo desta tese é realizar um estudo de metamateriais em antenas de microfita, com a utilização de um patch supercondutor.

De início, foi realizado um estudo a respeito do uso do metamaterial como substrato em antenas de microfita, com a utilização do patch supercondutor, fazendo uma análise teórica, com um formalismo matemático, utilizando o Método da Linha de Transmissão Transversa - LTT [9-10] em conjunto com o método de Galerkin, caso particular do método dos Momentos [11], os quais são métodos de análise rigorosa no domínio espectral.

Numa outra etapa se comparou o patch convencional com o supercondutor e depois se comparou um substrato metamaterial com um convencional, juntando o

substrato com o patch, verificando o que melhorou em ambos os quesitos, demonstrando, assim, a utilização prática destas estruturas em antenas fabricadas em laboratório.

Este trabalho é uma análise teórica, numérica, computacional e experimental, aplicando-se o método da Linha de Transmissão Transversa – LTT, e para validação das análises foram elaborados programas computacionais na linguagem Fortran, simulações no *software comercial*, sendo as curvas traçadas no software gráfico. Neste trabalho se compara o patch convencional com o supercondutor e depois se compara um substrato metamaterial com um convencional, juntando o substrato com o patch, verificando o que melhora em ambos os quesitos, demonstrando a utilização prática destas estruturas em antenas fabricadas em laboratório.

1.3 Motivação

A indústria de comunicações sem fio, com o crescimento vertiginoso nos últimos anos, mostra que é um mecanismo confiável para transportar dados, voz e vídeo.

Outra questão, ainda, é que a atual condição da sociedade da Era Digital fez com que todos dependessem cada vez mais de aplicações sem fio. Após algum tempo, com a intensificação do uso desses aparelhos (celulares, internet sem fio, rádios), a comunicação começa a apresentar falhas e redução na qualidade da transmissão. A interferência que passava a incomodar levou à pesquisa de formas alternativas para se transmitir dados, diminuindo a interferência entre canais de comunicação diferentes. Dessa procura por novas formas de transmissão surgiu, dentre outros, o conceito de antenas inteligentes.

A utilização de algoritmos mais eficientes, aliado a melhorias significantes no hardware, fez com que o uso de antenas inteligentes aumentasse consideravelmente na última década. As comunicações sem fio acabaram se tornando a área mais promissora para a aplicação das antenas, devido à qualidade das pesquisas que vêm sendo feitas, e à demanda daquele serviço por parte da população.

As necessidades de diferentes tipos de tráfego e de requisitos de alta mobilidade em sistemas de comunicações, apontam para o desenvolvimento de antenas especiais é nesse contexto que surgem as antenas de microfita, como solução mais viável, já que são antenas de pequena espessura e baixo peso, com facilidades de integração a circuitos eletrônicos e conformação às estruturas de suporte. Além dessas propriedades apresentam baixo custo de produção, com poucas desvantagens. Nas formas mais comuns da antena de microfita (retangular e circular), sua desvantagem principal é a largura de banda estreita, normalmente de 1 a 2 %, em relação à frequência central da banda, para₂₄

determinada condição de casamento de impedância entre a alimentação e a antena [12].

Diante dessas abordagens, o caminho para a utilização de antenas inteligentes em comunicações modernas, com a construção de antenas de microfita envolvendo metamateriais e supercondutores, criou um fator motivacional, razão pelo qual se propôs este trabalho.

1.4 Organização da Tese

Este trabalho está composto por 10 capítulos. **No capítulo 1** enfatiza-se a introdução, objetivos, motivação e organização da tese. **No capítulo 2**, destacou-se o levantamento do Estado da Arte, com informações sobre as antenas de microfita, os supercondutores, os metamateriais e uma proposta de doutorado. **No capítulo 3**, foi apresentado um resumo teórico sobre o fenômeno supercondutivo [13]-[14], os mais importantes métodos de análise dos supercondutores [15]-[16], os principais efeitos à temperatura abaixo da temperatura crítica desses materiais e os efeitos em relação às frequências elevadas. **No capítulo 4**, são exibidos os conceitos fundamentais das antenas planares de microfita, onde a estrutura padrão e as características principais dessas antenas são discutidas e analisadas bem como os métodos de alimentação e análise mais utilizados por essas antenas. **No capítulo 5**, descrevem-se os metamateriais, enfatizando um estudo geral do índice de refração, permeabilidade e permissividade, definidos os principais tipos de metamateriais, descrevendo-se suas estruturas, equacionamentos e curvas características. **No capítulo 6**, apresenta-se a aplicação do método da Linha de Transmissão Transversa – LTT. **O Capítulo 7** aborda a obtenção da equação dos campos magnéticos e elétricos utilizando o método LTT, onde, a partir das equações de Maxwell serão determinadas as expressões gerais dos componentes dos mesmos em uma região qualquer e, dessa forma, obtêm um conjunto de equações, nas quais os componentes dos campos nas direções x e z são determinadas em função dos componentes na direção y , considerando uma propagação “virtual” nesta direção. O método será empregado no desenvolvimento de todas as equações dos campos eletromagnéticos das estruturas de antenas de microfita com substrato metamaterial e patch supercondutor, sendo essas equações o ponto de partida para todo o desenvolvimento analítico. **No Capítulo 8**, será abordada a teoria sobre arranjo de fase em antenas, em configurações lineares e planares de seus elementos [17]-[18], mostrando como determinar o fator de arranjo, que é de fundamental importância na determinação dos diagramas de radiação das estruturas analisadas. **O capítulo 9** mostra os resultados numéricos para a antena de microfita com 25

substrato metamaterial e patch supercondutor, além de simulações com outros substratos e outros elementos ressoadores. **No Capítulo 10**, são apresentadas as conclusões e as perspectivas para trabalhos futuros. Em seguida são exibidos os trabalhos publicados e as referências bibliográficas.

Capítulo 2

Levantamento do Estado da Arte

2.1 Antenas de Microfita e Suas Aplicações

2.1.1 Estruturas das Antenas

As pesquisas na área de telecomunicações aplicada, aliada a construção cada vez mais sofisticada de circuitos integrados de microondas, tem como resultado um maior estudo envolvendo antenas lineares e planares. As primeiras publicações a respeito de antenas *patch* ocorreram na década de 50 com Deschamps [19] nos Estados Unidos e com Gutton e Baissinot na França [20], mas pesquisas envolvendo antenas planares somente ganhou força a partir da década de 70, com o trabalho de Byron [21].

Após anos de investigação, verificou-se que o desempenho e funcionamento de antenas de microfita dependem principalmente da geometria usada para o elemento radiante (quadrada, retangular, etc.) e das características do substrato onde a antena está impressa.

Na sua estrutura mais simples a antena de microfita é composta de um elemento metálico (*patch*) depositado num substrato que por sua vez está sobre um plano de terra, como mostrado na Figura 2.1. O *patch* ou elemento ressonador pode ter várias geometrias tais como: quadrada, retangular, circular, elíptica, triangular ou qualquer outra configuração de acordo com a característica desejada. As antenas são dispositivos que são capazes de transformar ondas guiadas em ondas radiadas ou vice-versa, e tem como objetivo complementar e/ou otimizar a radiação em determinadas direções e minimizá-las em outras.

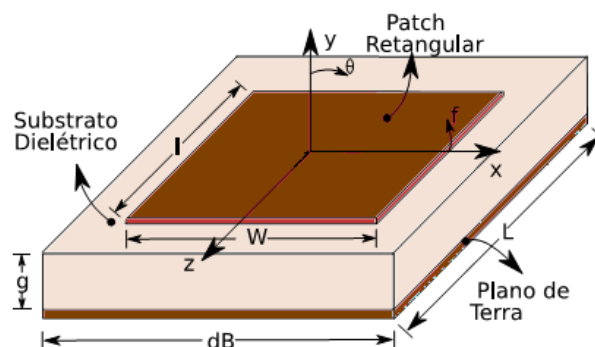


Figura 2.1: Antena de microfita convencional.

No entanto, este dispositivo planar tem uma escassa largura de banda que normalmente é exigida para aplicações práticas. Além disso, as aplicações atualmente na área de sistemas de comunicações móveis, normalmente exigem antenas de menor dimensão, com o objetivo de satisfazer a miniaturização das unidades móveis. Desta forma, tamanho e boa largura de banda estão a tornar-se importantes para a concepção nas aplicações práticas de antenas de microfitas.

Por esta razão, os estudos para a uma maior compactação e de uma maior largura de banda das antenas de microfitas tem aumentado bastante e avanços significativos na concepção de antenas compactas com maior largura de banda, frequência dupla, polarização dupla, polarização circular e melhoramento das operações de ganho, foram apresentados nos últimos anos [22].

2.1.2 Aplicações

As antenas de microfitas foram usadas na década de 1970, principalmente para aplicações espaciais, contudo atualmente elas são utilizadas em vários tipos de aplicações comerciais.

Além da facilidade da fabricação dessas antenas, elas apresentam boa robustez mecânica quando montados em superfícies rígidas e são muito versáteis em termos de frequência ressonante, polarização, padrão de radiação e impedância de entrada.

Nas comunicações móveis, esta tecnologia é utilizada em GPS, telemóveis, portáteis, pagers e PDA's. Esses dispositivos necessitam de antenas pequenas, leves e compactas.

Nas torres das estações base de comunicações móveis há uma necessidade de instalar estruturas com pouco peso e tamanho para serem de mais fácil construção e instalação e, além disso, é preciso ter antenas com diagramas de radiação setoriais, com o objetivo de realizar uma cobertura adequada. Com antenas de microfitas, podem-se obter estas características, a partir da construção de agrupamentos de antenas deste tipo. Estas antenas também são usadas em navios, barcos ou outro tipo de veículo quando é útil ter antenas pequenas, leves e adaptáveis à estrutura onde são instaladas por forma a não afetarem o desempenho do veículo. Nas comunicações via satélite também se usam este tipo de antenas.

Desta forma, é extremamente importante o aprofundamento de estudos de melhoramento na construção desta tecnologia, tendo em vista a importância para as comunicações sem fio.

2.2 Materiais Supercondutores

2.2.1 Introdução

Sobre a supercondutividade, uma teoria microscópica muito utilizada é a chamada teoria BCS [13]-[23] (elaborada por *Bardeen*, *Cooper* e *Schrieffer*, daí o nome dessa sigla) e as teorias macroscópicas usadas, mais conhecidas são o Modelo dos Dois Fluídos e as Equações de *London* [24]-[25].

2.2.2 Características dos Materiais Supercondutores

Em 1908, *H. Kamerlingh Onnes* iniciou a física de baixas temperaturas, liquefazendo o *Hélio* em laboratório, na Holanda. Três anos depois, quando analisava a *resistividade* de uma amostra de *mercúrio*, notou que abaixo de 4,15 K, a resistividade desta caía abruptamente ao zero. A transição da condutividade normal ocorre em uma faixa muito estreita da ordem de 0,05 K.

2.2.3 Aplicações

As aplicações são várias, como construção de bobinas com fios supercondutores, que possibilitam gerar campos magnéticos intensos, os quais seriam impraticáveis se fossem utilizados fios comuns, como exemplo, fios de cobre. Essas bobinas podem ser usadas na construção de Maglev, trens que levitam; aparelhos de ressonância magnética nuclear, que geram um campo magnético homogêneo na região onde o paciente é colocado e um sensor capta informações que formarão as imagens e, por fim, sensores SQUID (*Superconducting Quantum Interference Device*), que permitem realizar medidas magnéticas extremamente sensíveis [26].

2.3 Metamateriais

2.3.1 Introdução

As propriedades elétricas e magnéticas dos materiais podem ser determinadas por dois parâmetros constitutivos, denominados permissividade elétrica (ϵ) e permeabilidade magnética (μ). Em conjunto, a permeabilidade e a permissividade determinam a resposta do material, quando uma onda eletromagnética se propaga através do mesmo. Geralmente, ϵ e μ são ambos positivos em meios convencionais. Enquanto ϵ pode ser negativo em

alguns materiais (por exemplo, ε pode apresentar valores negativos abaixo da frequência de plasma dos metais), nenhum material natural com μ negativo é conhecido. Porém, certos materiais, chamados de materiais LHM (*Left-Handed Materials*), possuem permissividade efetiva (ε_{eff}) e permeabilidade efetiva (μ_{eff}) apresentando, simultaneamente, valores negativos [27]. Em tais materiais, o índice de refração (n) é negativo, fator este que resulta na inversão de fenômenos eletromagnéticos conhecidos, os quais foram investigados, teoricamente, pelo físico russo Veselago[3]. Na época da publicação do estudo, o próprio Veselago ressaltou que tais materiais não estavam disponíveis na natureza, o que fez com que suas observações ficassem apenas no território das curiosidades.

Esses novos materiais são denominados de metamateriais, onde o prefixo *meta* é uma alusão à natureza excêntrica de seus parâmetros eletromagnéticos. Entretanto, existem outras denominações para estes meios, na literatura, de acordo com as propriedades do material, tais como materiais *left-handed* (LHM), materiais de índice de refração negativo (NRI), materiais de índices negativos (NIM), materiais duplo-negativos (DNG), dentre outros.

Os metamateriais surgiram como a mais promissora tecnologia, capaz de atender às exigências excepcionais dos sistemas atuais e futuros de comunicações. Baseados em uma atraente e revolucionária classe de materiais que possuem novas e poderosas propriedades de propagação eletromagnética, eles foram considerados pela revista *Science* como sendo um dos maiores avanços da ciência no ano de 2006 [28].

2.3.2 A Nova Classe de Materiais: Metamateriais

As características desses meios artificiais vão além de sua funcionalidade, já que é permitida a combinação de sinais entre os parâmetros de permissividade e permeabilidade. Esses parâmetros são relacionados ao índice de refração n dado por [29]:

$$n = \pm \sqrt{\mu_r \varepsilon_r}$$

onde μ_r e ε_r são a permeabilidade e permissividade relativas, respectivamente, e que são relacionadas com a permeabilidade e a permissividade no espaço livre, como $\mu_0 = \mu/\mu_r = 4\pi \cdot 10^{-7}$ e $\varepsilon_0 = \varepsilon/\varepsilon_r = 8.854 \cdot 10^{-12}$, respectivamente. Na eq. 3.1 o sinal $\pm$ para um duplo valor da função raiz quadrada é admitido a priori para casos gerais. As quatro possibilidades de combinações de sinais para ε e μ são (+,+), (+,-), (-,+) e (-,-),

Veselago determinou que se ε ou μ fossem negativos, ou seja, tivessem sinais opostos, o material não suportaria a propagação de ondas eletromagnéticas [3].

Vale ressaltar que estes materiais artificiais, com índice de refração negativo, possuem os valores de ε e μ dependentes da frequência, ou seja, são meios dispersivos, sendo simultaneamente negativos dentro de uma estreita faixa de frequência [29].

Os metamateriais também podem ser projetados de modo que possam apresentar os mesmos parâmetros eletromagnéticos dos materiais pertencentes aos outros três quadrantes. Daí, muitos trabalhos têm sido desenvolvidos e validados experimentalmente [30-31], [32].

2.3.3 Aplicações

Essa é a ideia por trás do funcionamento dos metamateriais. De produção sintética e artificial, eles têm propriedades capazes de curvar as ondas eletromagnéticas de tal maneira que seja possível para a luz, por exemplo, contornar um objeto e retornar seu percurso atrás dele, sem refletir ou produzir sombras no processo.

Para manipular as ondas eletromagnéticas, o metamaterial usado precisa ser menor que o comprimento de onda em questão. Como essas ondas em geral já têm dimensões na ordem dos nanômetros, é necessário criar metamateriais pequenos o suficiente para distorcer essas ondas, fazendo com que elas contornem um objeto. Por essa razão, a aplicação de metamateriais depende diretamente do desenvolvimento da nanotecnologia e da possibilidade de fabricar nanoestruturas com materiais de ondas mais curtas. Para conduzir ondas na faixa da luz visível, por exemplo, os metamateriais precisam chegar a estruturas de 50 nanômetros. As experiências mais avançadas nesse campo produziram materiais de 100 nm, que ainda não produzem uma invisibilidade completa dos objetos, mas já é capaz de refratar algumas cores.

Nas telecomunicações, os sinais de telefonia celular e internet *wireless* poderiam ter melhor alcance e desempenho, sem perder a frequência por obstrução de objetos. **Na eletrônica**, chips em nanoestruturas podem ter tamanhos reduzidos e ainda ter um aumento de velocidade no processamento de dados. **Na produção energética**, estruturas criadas com metamateriais poderiam contribuir para a captura de raios solares e a produção de energia solar em painéis menores do que os utilizados atualmente. **Nas câmeras e sistemas de vigilância**, câmeras que utilizem imagens comprimidas em micro-ondas, sem lentes e sem partes móveis poderiam substituir os portões de segurança em aeroportos, por exemplo.

2.4 Tese de Doutorado

Este trabalho é uma análise teórica, numérica, computacional e experimental, aplicando-se o método da Linha de Transmissão Transversa – LTT, e para validação das análises foram elaborados programas computacionais na linguagem Fortran, simulações no *software comercial*, sendo as curvas traçadas no software gráfico. Compara-se o patch convencional com o supercondutor e um substrato metamaterial com um convencional, e em conjunto, o substrato metamaterial com o patch supercondutor, verificando-se uma melhoria na utilização destas novas estruturas de antenas.

Capítulo 3

Supercondutores

3.1 Introdução

Num mundo globalizado como o nosso, novas descobertas despertam interesse não só pelo potencial tecnológico, mas também pela contribuição que a compreensão dos mecanismos desses materiais poderá trazer no campo da física básica e na engenharia em geral.

O fenômeno da supercondutividade foi descoberto em 1911 por Heike Kammerlingh Onnes, em Leiden, Holanda. Ele foi o primeiro a conseguir a liquefação do gás hélio, que acontece em 4,2 K (aproximadamente $-269,2\text{ }^{\circ}\text{C}$). Onnes estava pesquisando as propriedades de diversos metais em temperaturas extremamente baixas, colocando o material no banho de hélio líquido. A descoberta da supercondutividade aconteceu por acaso e, inicialmente, o fenômeno foi chamado *supracondutividade*, evoluindo para *supercondutividade*. Com essa descoberta, uma nova classe de condutores foi desenvolvida: os materiais supercondutores. A supercondutividade se converteria assim em um dos fenômenos físicos mais fascinantes e desafiadores do século XX. Kammerlingh Onnes ganhou o Prêmio Nobel de Física em 1913 pelo seu descobrimento.

A teoria microscópica da supercondutividade, muito utilizada é chamada teoria BCS [13]-[23] (elaborada por *Bardeen*, *Cooper* e *Schrieffer*) e as teorias macroscópicas, sendo as mais conhecidas, o Modelo dos Dois Fluídos e as Equações de *London* [24]-[25].

3.2 Características dos Materiais Supercondutores

Até pouco mais de uma década atrás, a supercondutividade ocorria apenas em temperaturas muito baixas, da ordem de 25 K (ou $-248\text{ }^{\circ}\text{C}$). Entretanto, a descoberta de novos materiais supercondutores, como os óxidos cerâmicos, os fullerenos, os borocarbeto e o composto intermetálico MgB_2 , tem despertado um enorme interesse na comunidade científica mundial, em razão do seu potencial tecnológico em termos de dispositivos (máquinas, sensores, detectores etc.) e pela contribuição que a compreensão dos seus mecanismos poderá trazer no campo da física básica. A transição da condutividade normal ocorre em uma faixa muito estreita da ordem de 0,05 K, conforme33

Figura 3.1.

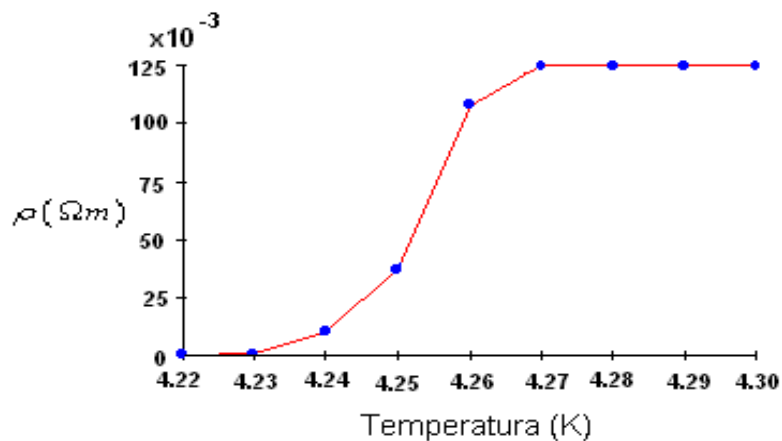


Figura 3.1 - Resistividade do mercúrio em função da temperatura em Kelvin.

Existem algumas características experimentais que os materiais supercondutores apresentam tais como:

- Corrente persistente;
- Resistividade nula;
- Efeito Isótopo;
- Exclusão de fluxo;
- Efeito da frequência;
- Efeito do campo magnético;

Um disco de material supercondutor sendo resfriado em um campo magnético a uma temperatura inferior à temperatura crítica ($T < T_c$), temperatura na qual o material se torna supercondutor, e o campo sendo desligado de modo a produzir correntes induzidas no disco. A corrente (corrente persistente) que tem sido analisada não se reduz com o passar do tempo. Em experimentos utilizando uma espira de 700 metros de um cabo não indutivo não foi possível obter decréscimos na corrente num período de observação de 12 horas.

Em 1933, *Walther Meissner* e *Robert Ochsenfeld* descobriram que, ao expor um material supercondutor a um campo magnético externo, este excluía todo fluxo de seu interior até um campo crítico, H_c , acima do qual o efeito supercondutor era destruído. Esse efeito ficou conhecido por *Efeito Meissner-Ochsenfeld*, comumente chamado *Efeito Meissner*. Teorias fenomenológicas, como a de *Ginzburg* e *Landau*, que data de 1950, apareceram na tentativa de explicar a supercondutividade. Mais tarde, com sua³⁴

demonstração a partir da teoria BCS (*J. Bardeen, L. Cooper e J. R. Schriffer*), ela ganhou respeito e popularidade no meio devido a sua simplicidade.

Observou-se que em um supercondutor longo e resfriado a uma temperatura abaixo da crítica em um campo magnético, as linhas de indução no interior do supercondutor eram expulsas para fora. O efeito *Meissner* conforme mostrado na figura 3.2 mostra que o supercondutor apresenta diamagnetismo perfeito (diamagnético). Sugere assim, que o diamagnetismo perfeito e a resistividade nula são efeitos independentes do estado supercondutor.

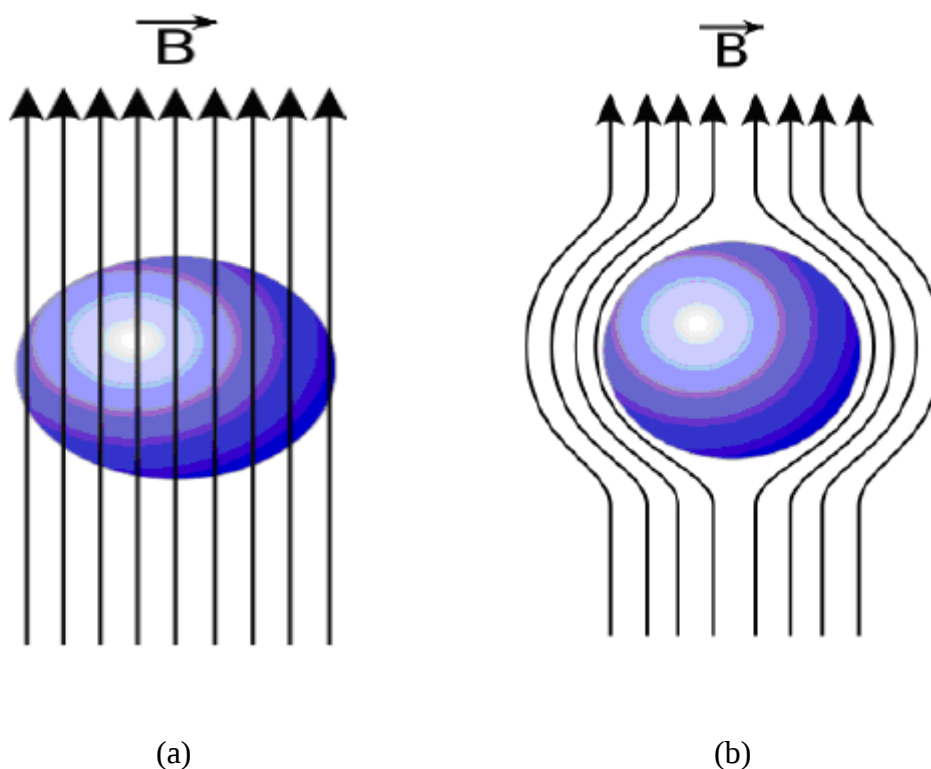


Figura 3.2: Efeito *Meissner* na transição da temperatura crítica. (a) Temperatura do supercondutor acima da temperatura crítica; (b) Supercondutor resfriado abaixo de sua temperatura crítica.

Em corrente contínua a medição da resistividade no estado supercondutor é nula. No infravermelho a resistividade é a mesma que a do estado normal, medida no coeficiente de reflexão pela passagem do campo magnético crítico. A transição entre a baixa e a alta frequência ocorre gradualmente ao longo da faixa de micro-ondas. Medições indicam que a resistividade é a do estado normal para comprimentos de onda abaixo de $100\text{ }\mu\text{m}$ ($\approx 3000\text{ GHz}$).

Os compostos supercondutores e ligas são frequentemente caracterizados por uma alta temperatura crítica (T_c), alto campo crítico ($\vec{H}_c$), efeito *Meissner* incompleto, entre 35

outras. Devido a estas propriedades eles são conhecidos como supercondutores não-ideais ou rígidos. Estas propriedades anômalas não têm encontrado ainda uma completa explicação. Os materiais supercondutores formados por apenas um único elemento são chamados supercondutor do tipo I, enquanto que as ligas são denominadas supercondutor do tipo II.

3.3 Teoria BCS da Supercondutividade

Em 1957, *John Bardeen*, *Leon Cooper* e *J. Robert Schriffer* propuseram uma teoria microscópica que assume os superelétrons como os portadores de carga do estado supercondutor. Eles são formados por dois elétrons com spins e movimentos lineares opostos, atraídos pelos fônons (vibrações) da rede. Uma interação atrativa entre elétrons pode ser conduzida a um estado fundamental separado de estados excitados por uma lacuna de energia, que separa os elétrons supercondutores abaixo da lacuna dos elétrons normais. O campo crítico ($\vec{H}_c$), as propriedades térmicas e muitas outras propriedades eletromagnéticas são consequências dessa lacuna de energia.

A teoria BCS, analisando detalhadamente o acoplamento entre elétrons e fônons, mostra que os elétrons dos pares de Cooper têm energia ligeiramente inferior à energia dos elétrons individuais não pareados. Em termos técnicos, diz-se que existe um "gap" de energia separando os elétrons emparelhados dos elétrons normais, quando um elétron, em um condutor normal, interage com os átomos da rede, dá-se uma troca de energia, como costuma acontecer em toda interação. Na interação, o elétron pode transferir energia para os átomos, como uma bola de sinuca se chocando com outra, e, no processo, os átomos são "excitados". Isto é, a energia da interação gera uma vibração nos átomos da rede. Foi o que vimos em uma das animações da seção anterior. Isso provoca o aquecimento do material, resultando em uma resistência ao deslocamento dos elétrons livres. No entanto, se dois elétrons já estiverem ligados em um par de Cooper, essa interação com outros átomos da rede só será possível se a energia trocada for maior que a energia do "gap". Quando a temperatura é alta, há muita disponibilidade de energia térmica para isso, e os pares de Cooper nem conseguem se formar, ou, quando se formam, são logo aniquilados. No entanto, baixando-se a temperatura, pode-se chegar a um valor no qual a energia disponível para trocas térmicas é menor que a energia do "gap". Quando isso acontece, alguns pares de Cooper não são aniquilados pela agitação térmica. Mesmo que os elétrons de um par se choquem com átomos da rede, não haverá troca de energia₃₆

entre eles. Em processos quânticos, como são esses choques, só pode haver troca de energia se o "gap" for vencido. Não pode haver troca parcial de energia. O choque, se houver, será "elástico", sem perda de energia pelos elétrons.

A temperatura na qual o material fica supercondutor, chamada de **temperatura crítica**, T_C , é uma medida do tamanho do "gap" de energia. Em um supercondutor típico, do tipo conhecido até a década de 80, a energia do "gap" era bem pequena, da ordem de 0,01 elétrons-volt. Por isso, as temperaturas críticas desses supercondutores são tão baixas.

3.4 Equações de London

Pode-se fazer uma aproximação nas equações da eletrodinâmica, permanecendo iguais à permeabilidade (μ) e a permissividade (ϵ) e utilizando-se a hipótese de que a resistividade nula conduz à equação da aceleração, conforme apresentado abaixo [13]-[23]:

$$e\vec{E} = m \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \vec{j}}{\partial r} = \vec{E} \quad (3.2)$$

$$\nabla \times \vec{j} = -\vec{B} \quad (3.3)$$

Sendo:

$$\vec{j} = ne\vec{v} \quad (3.4)$$

$$\wedge = \frac{m}{ne^2} \quad (3.5)$$

Das equações acima pode-se obter as equações abaixo:

$$\nabla^2 \vec{B} = \frac{\vec{B}}{\lambda_l^2} \quad (3.6)$$

Sendo:

$$\lambda_l^2 = \frac{mc^2}{4\pi ne^2} \quad (3.7)$$

λ_l é a profundidade de penetração de *London*, que mede a penetração do campo magnético no supercondutor. O “m” é a massa da partícula, “n” é a quantidade de partículas e “e” é a carga do elétron. O “c” é a velocidade da luz no vácuo e “v” é a velocidade de arrastamento da partícula.

A equação (3.6) explica o efeito *Meissner*, não permitindo uma solução uniforme no espaço, não podendo existir um campo magnético uniforme num supercondutor. A solução para a equação (3.6) é a indicada abaixo:

$$\vec{B}(x) = \vec{B}_0 e^{-x/\lambda_l} \quad (3.8)$$

Um campo magnético aplicado penetrará numa película fina, de modo aproximadamente uniforme, se a espessura for muito menor do que λ_l ; portanto num filme fino o efeito *Meissner* não é completo.

3.5 Modelo dos Dois Fluidos

Não há uma teoria macroscópica que descreva com exatidão as propriedades elétricas do supercondutor a temperaturas abaixo da crítica. O modelo mais comumente usado para essas temperaturas é o modelo dos dois fluidos, que tem sido aplicado com muito sucesso. Mesmo antes da teoria BCS, em 1934 *Gorter* e *Casimir* desenvolveram o modelo dos dois fluidos, baseado no conceito de que há dois fluidos em um supercondutor: uma corrente supercondutiva e uma corrente condutiva normal [34].

A teoria BCS é muito utilizada em supercondutores com baixa temperatura crítica, enquanto que o modelo dos dois fluidos é usado em supercondutores com alta temperatura crítica.

A condutividade complexa obtida do modelo dos dois fluidos é expressa por (3.9), enquanto que para um supercondutor do tipo II, utiliza-se o modelo dos dois fluidos avançado, sendo a condutividade expressa em (3.10) [24]-[34]:

$$\sigma = \sigma_n \left(\frac{T}{T_c} \right)^4 - j \left(\frac{1}{\omega \mu \lambda_{ef}^2(T)} \right) \quad (3.9)$$

$$\sigma = \sigma_n \left(\frac{T}{T_c} \right)^{1/2} - j \left(\frac{1}{\omega \mu \lambda_{ef}^2(T)} \right) \quad (3.10)$$

Sendo: σ_n a condutividade normal à T_c ; λ_{ef} é a profundidade de penetração efetiva do campo magnético, dada pela equação abaixo para o modelo dos dois fluidos normal e avançado [24]-[34]

$$\lambda_{ef}(T) = \lambda_{ef}(0) \left(1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^4 \right)^{-1} \quad (3.11)$$

$$\lambda_{ef}(T) = \lambda_{ef}(0) \left(1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^\alpha \right)^{-1/2} \quad (3.12)$$

Sendo $1,4 < \alpha < 1,8$ [34].

Nas teorias desenvolvidas tem-se que a profundidade de penetração efetiva é maior que a profundidade de penetração de *London* para materiais de alta T_c devido a irregularidades do material. O efeito de outros mecanismos de perdas, como as perdas dos contornos da superfície e perdas residuais são freqüentemente incluídas em σ_n . Apesar dessas incertezas o modelo dos dois fluidos ainda é uma ferramenta empírica poderosa e fornece importantes resultados qualitativos.

3.6 Impedância de Superfície

As impedâncias de superfície de um material dielétrico, um metal comum e um supercondutor são mostradas na Figura 3.3 [35].

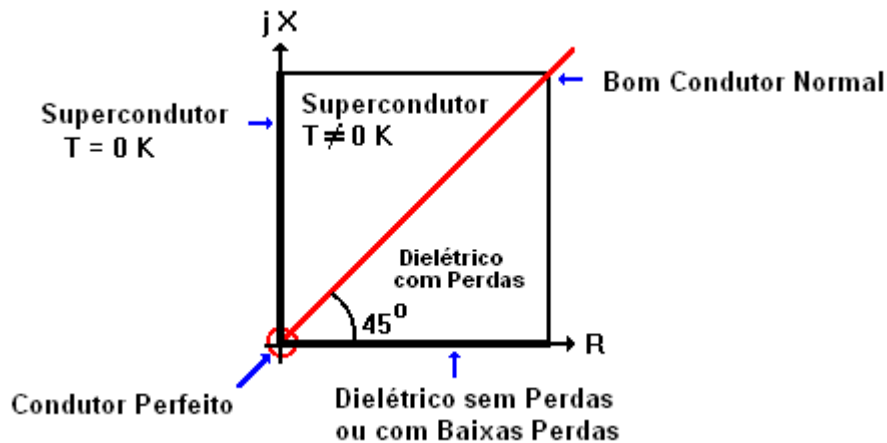


Figura 3.3 - Impedância de superfície de um dielétrico, de um metal normal e de um supercondutor.

A impedância de superfície de um material dielétrico sem perdas ou de baixas perdas é real positivo. A impedância de superfície de um metal normal se encontra ao³⁹

longo da linha de 45° e para um supercondutor, que também pode ser tratado como dielétrico negativo (de acordo com alguns autores) a impedância de superfície se encontra no eixo imaginário positivo. No caso limite em que a condutividade (σ) tender a infinito no condutor, ou a constante dielétrica (ϵ_r) tender a infinito no dielétrico, a impedância de superfície tenderá a zero. Quando se aproximam da origem não é possível distinguir macroscopicamente o supercondutor do condutor perfeito. Para um condutor, a reatância indutiva é igual à resistência, porém, para o supercondutor, a parte reativa é muito maior que a parte resistiva. A impedância de superfície é dada por:

$$Z_s = \left| \frac{\vec{E}_T}{\vec{J}} \right| = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma}} \quad (3.13)$$

Sendo:

$$\vec{J} = \int_0^t \vec{J}_v d_z \quad (3.14)$$

Considerando-se a profundidade de penetração efetiva (λ_{ef}) maior que a espessura do filme supercondutivo pode-se aproximar a impedância de superfície por [24]-[34]:

$$\vec{J} = \int_0^t \vec{J}_v d_z = \vec{J}_v t \quad (3.15)$$

$$Z_s = \left| \frac{\vec{E}_T}{\vec{J}} \right| = \left| \frac{\vec{E}_T}{\vec{J}_v t} \right| = \frac{1}{\sigma t} \quad (3.16)$$

Sendo $\vec{J}_v$ a densidade de corrente volumétrica uniforme e t a espessura da lâmina supercondutora.

Para uma fina lâmina supercondutora, ou fita condutora normal, onde o campo interno da fita é aproximadamente uniforme, a componente tangencial do campo elétrico é dada por:

$$\vec{E}_T = Z_s \vec{J}_t \quad (3.17)$$

sendo $\vec{E}_T$ a componente do campo elétrico tangencial à lâmina e $\vec{J}_T$ a densidade de corrente de superfície.

Abaixo, são dadas algumas informações com o interesse de comparar o supercondutor aos metais não-supercondutores como o ouro e o cobre. Com isto é fornecida uma vista global dos supercondutores.

Tabela 3.1 - Comparação da lâmina supercondutora com lâminas de cobre e ouro (Hugo Michel, 2013)

	Supercondutor YBa₂Cu₃O_{7-x} (YBCO)	Supercondutor SnBaCaCuO_y	Metal Normal Cobre (Cu)	Metal Normal Ouro (Au)
$\lambda_{ef}(T=0\text{ K})$	1500 Å	3655,3 Å	≈ 0	≈ 0
σ_n	$1.5 \cdot 10^5\text{ S/m}$	$2.0 \cdot 10^5\text{ S/m}$	61.5 S/m	43.5 S/m
T_c	90 K (-180,15° C)	160K (-19°C)	-	-

3.7. Conclusões

A supercondutividade tem proporcionado conhecer novos mecanismos básicos da natureza, utilizando suas propriedades para importantes aplicações em equipamentos científicos e tecnológicos nas mais diversas áreas. Contudo, há muito, ainda, a ser descoberto e aperfeiçoado, principalmente em relação à obtenção de novos materiais, com melhores parâmetros. A obtenção de materiais supercondutores, com temperaturas críticas mais altas estão em fase de pesquisas internacionais.

Capítulo 4

Antenas de Microfita

4.1 Estruturas da Antena

A configuração como é conhecida nos dias atuais para antenas de microfita foi proposta por [Howell, 1972] e [Munson, 1974]. No entanto, o primeiro trabalho relacionado com esse tipo de antenas *patch* ocorreram na década de 50 com Deschamps [19] nos Estados Unidos e com Gutton e Baissinot na França [20]. No entanto, pesquisas envolvendo antenas planares ganhou força a partir da década de 70, com o trabalho de Byron [21].

Através de pesquisas foi-se verificando que o bom funcionamento e desempenho das antenas de microfita dependem principalmente da geometria usada para o elemento radiante (quadrada, retangular, etc.) bem como das características do substrato onde a antena está impressa.

Também conhecidas como antenas impressas, em sua configuração mais simples, consistem em um elemento irradiador (patch) com espessura t sobre um dos lados de um substrato dielétrico com altura h , e no outro um plano de terra, como mostrado na Figura 4.1. O elemento irradiador, geralmente de cobre ou ouro, pode assumir virtualmente qualquer formato, mas freqüentemente são adotados formatos convencionais, tais como retângulos, círculos e quadrados, para simplificar a análise matemática e a predição de desempenho [Garg, 1996]. Os diferentes tipos de antenas impressas são distinguíveis principalmente pela geometria do elemento irradiador.

Logo após a década de 70, projetos envolvendo antenas de microfita foram mais explorados, tendo em vista o surgimento de substratos com baixas perdas e boas características mecânicas e térmicas. O aumento de aplicações sem fio, como GSM (Global Service Mobile), WLL (Wireless Local Loop), WLAN (Wireless Local Area Network) e GNSS (Global Navigation Satellite Systems), gerou uma necessidade de miniaturização das estruturas utilizadas na comunicação e, juntamente com a demanda no setor aeroespacial, continuam mantendo a área de antenas de microfita em grande expansão. Além disso, antenas impressas têm sido muito utilizadas em aplicações clássicas de microondas, incluindo radares, comunicação móvel, GPS, satélites,

instrumentação e aplicações médicas [Richards, 1988, Drabowitch et al., 1998].

As técnicas de fabricação para otimizar a estrutura das antenas, na maioria das vezes, atuam sobre um conjunto reduzido de atributos físicos da antena, pois a manipulação simultânea de múltiplos atributos produz efeitos de difícil predição e controle.

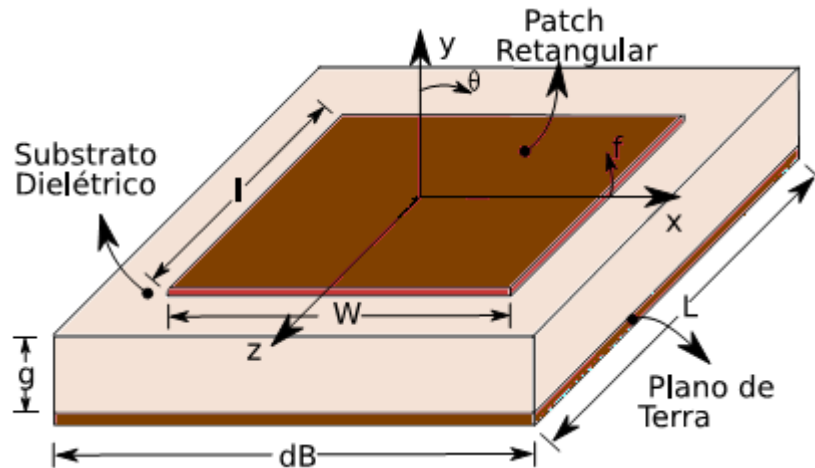


Figura 4.1: Antena de Microfita Convencional.

A forma do elemento metálico influencia na distribuição de corrente e por consequência na distribuição dos campos na superfície da antena. Logo, a irradiação da pode ser determinada através da distribuição de campo entre o *patch* metálico e o plano de terra, bem como, em termos de distribuição de corrente de superfície no *patch*. Alguns exemplos de geometrias são mostrados na Figura 4.2.

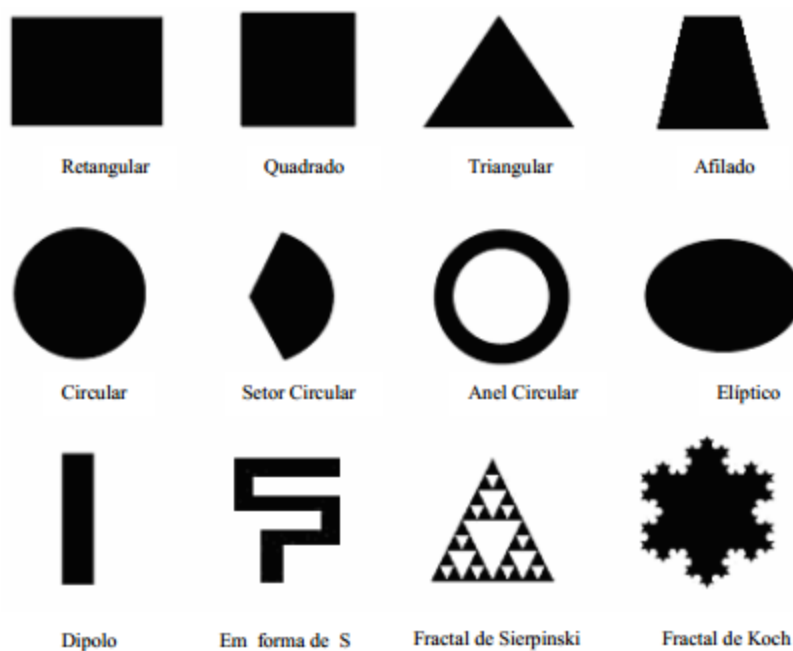


Figura 4.2: Geometrias utilizadas em patches de antenas de microfita.

4.2 Vantagens e Limitações das Antenas de Microfita

As antenas de microfita possuem várias vantagens quando comparadas as antenas convencionais para microondas, podendo ser aplicadas em uma larga faixa de frequências que vão de aproximadamente 100 MHz à 50 GHz, tais como:

- Pequenas dimensões (pouco volume e leve);
- Baixo custo de produção;
- Possibilidade de polarização linear e circular pode ser conseguida, em alguns casos, pela simples troca da posição do ponto de alimentação;
- Dupla Polarização e frequência de ressonância podem ser facilmente obtidas;
- Podem facilmente ser projetadas para operar em conjunto com circuitos integrados de microondas;
- Fabricação simultânea das linhas de alimentação e circuitos de casamento de impedâncias com a estrutura da antena.
- Configuração de perfil plano, permitindo adaptação à superfície de montagem
- Ausência de construção de cavidades externas (*cavity backing*), na maioria dos casos;
- Configuração de perfil plano, permitindo adaptação à superfície de montagem.

Mas estes dispositivos têm algumas desvantagens em relação às antenas convencionais:

- Largura de banda estreita.
- Baixo ganho.
- Perdas devido capacitância parasita num conjunto de antenas.
- Complexas estruturas de alimentação são necessárias para conjunto de antenas de alto desempenho.
- Fraca radiação *end-fire*.
- Radiação indesejável pelas estruturas de alimentação, junções e possíveis circuitos de casamentos;
- Excitação de ondas de superfície;
- Baixa capacidade de potência, devido às próprias características da estrutura.

Existem muitas formas de diminuir o efeito destas limitações, como por exemplo, a redução da excitação de ondas de superfície através da utilização de substratos *PBG*. Um₄₄

aumento na largura de banda pode ser obtido com antenas com estrutura de *patches* empilhados ou com multicamadas dielétricas.

A excitação das ondas de superfície nas antenas de microfitas ocorre sempre que a constante dielétrica é maior que um [36].

As ondas de superfície são lançadas dentro do substrato a um ângulo de elevação θ encontrando-se entre $\pi/2$ e $\sin^{-1}(1/\sqrt{\epsilon_r})$. Estas ondas incidem no plano de terra, a um ângulo θ , sendo refletidas por este plano, encontram então a interface dielétrico-ar que por sua vez, também refletem as ondas.

Seguindo este percurso em zig-zag, a onda finalmente alcança o contorno da estrutura de microfita onde é refletida de volta ao substrato e difratada pela borda dando ascensão à irradiação final [6]. Se existir qualquer outra antena nas proximidades da borda desta, as ondas de superfície serão acopladas a esta outra antena, tal qual ilustrado na Figura 4.3.

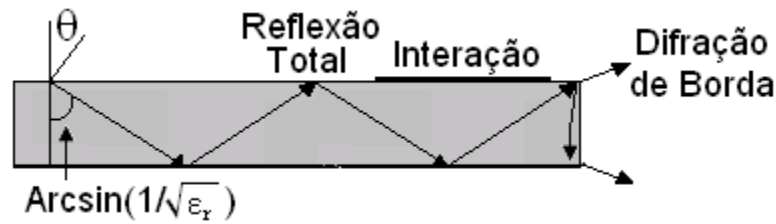


Figura 4.3: Propagação de ondas de superfície em uma antena *patch*.

4.3 Parâmetros de Antenas

4.3.1 Diagramas de Irradiação

Os diagramas de irradiação são definidos em planos **E** e **H**. O plano **E** é definido como sendo aquele que contém o vetor campo elétrico na direção de máxima irradiação e o plano **H** como aquele que contém o vetor campo magnético na direção de máxima irradiação. O plano x-y (chamado de plano de elevação) é o plano **E** e o plano x-z (chamado de plano azimutal) é o plano **H**, para as antenas de microfita retangular.

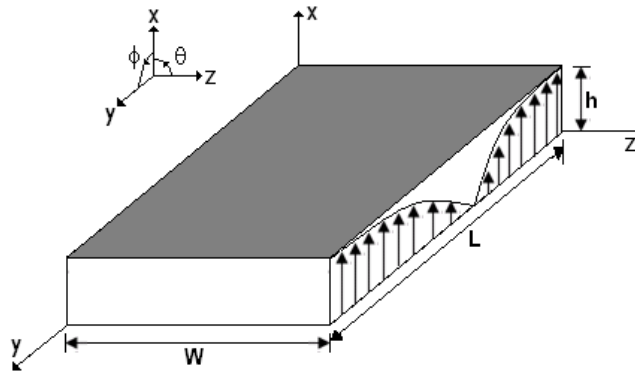


Figura 4.4: Configuração de campos em uma antena *patch*.

A antena retangular de microfita é projetada para ter o diagrama de irradiação máximo na direção normal ao *patch*, ou seja, na direção perpendicular ao plano de terra os campos se somam em fase dando uma irradiação máxima normal ao *patch*, dessa forma a antena tem irradiação chamada *broadside* [15]. O dispositivo em estudo, apresenta comportamento de irradiação *endfire*, desta forma, a irradiação máxima ocorre ao longo do eixo z.

4.3.2 Polarização

A polarização de uma antena em uma dada direção é definida como a polarização da onda eletromagnética que por sua vez, pode ser definida como sendo o plano no qual se encontra a componente elétrica (ou magnética) desta onda. Aqui serão definidas as polarizações lineares e circulares.

Uma onda harmônica no tempo tem polarização linear se em qualquer ponto do espaço o vetor campo elétrico ou magnético é orientado ao longo da mesma linha reta em qualquer instante de tempo. *Patches* retangulares geralmente apresentam polarização linear. No caso da polarização circular, uma onda harmônica no tempo é circularmente polarizada se o vetor campo elétrico ou magnético em qualquer ponto do espaço traça um círculo em função do tempo. A antena de microfita é a antena mais usada para gerar polarização circular. Várias formas de *patches* são capazes de gerar este tipo de polarização, tais como: quadrado, circular, pentagonal, triangular e elíptico, porém as formas circulares e quadradas são mais usadas na prática [15].

A figura 4.5 mostra o sistema de coordenadas utilizado para o equacionamento do diagrama de radiação da antena. O desenvolvimento será feito em termos de campo distante, considerando a fonte de campo elétrico fora da origem. Na figura observa-se o

ponto P, onde será analisado o campo elétrico; nessa figura, R é a distância do elemento radiador até o ponto P, r é a distância da origem até P, r' é a distância da origem até o elemento radiador, ϕ é o ângulo entre a projeção de r no plano xy e o eixo x, ϕ' é o ângulo r' e o eixo x, θ é o ângulo entre r e o eixo z e θ' é o ângulo entre r' e o eixo z. Quando a Figura 4.6 esta apresenta exemplos de diagrama de radiação das formas linear polar.

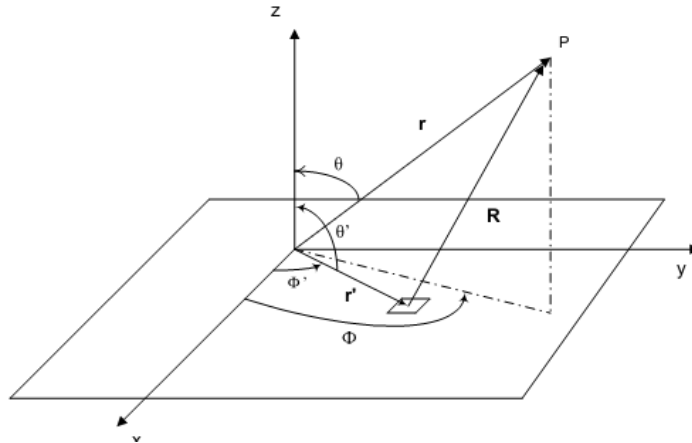


Figura 4.5: Sistema de coordenadas para obtenção do diagrama de radiação.

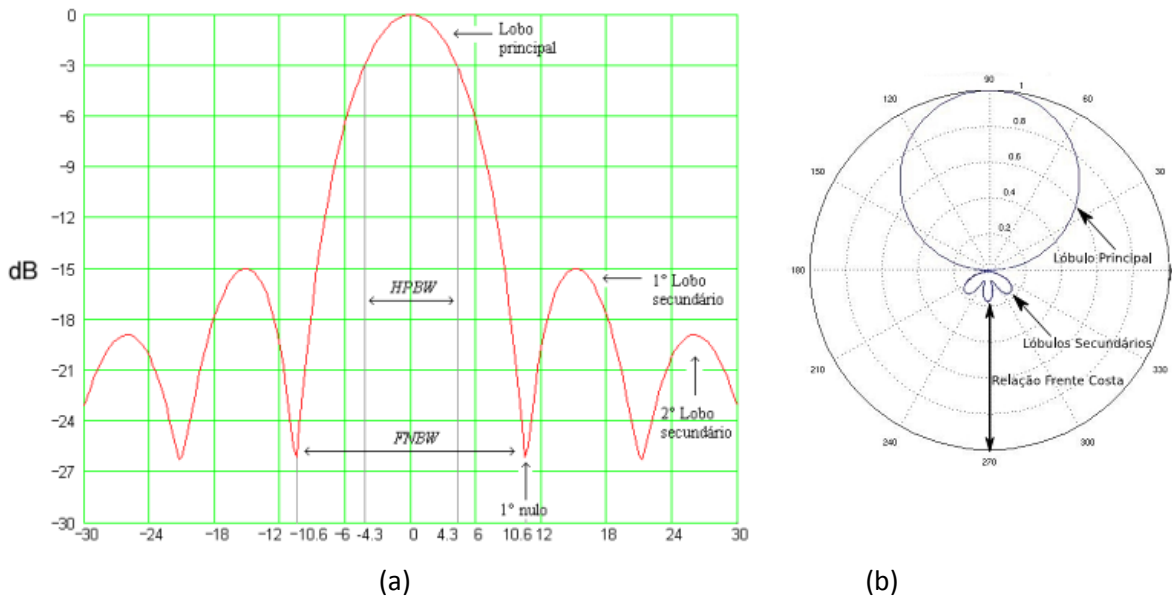


Figura 4.6: (a) Diagrama de Irradiação Linear; (b) Diagrama de Irradiação Polar.

Considerando o diagrama de irradiação da Figura 4.6, podem-se extrair as seguintes propriedades:

- **Lóbulo principal** - ocorre na direção que contém a maior concentração de potência irradiada, lóbulos secundários - todos os que não são principal;
- **HPBW (Half Power Beam Width)**, largura de feixe com centro no máximo de $F(\theta; \phi)_{dB}$, para a qual a potência irradiada cai à metade. Tal⁴⁷

grandeza é também conhecida como ângulo de meia potência;

- ***FNBW (First Null Beam Width)***, largura de feixe com centro no máximo de $F(\Theta; \phi)_{dB}$, para a qual a potência irradiada caí ao seu primeiro valor mínimo.

4.3.3 Diretividade

A diretividade é uma medida das propriedades direcionais de uma antena comparada às características de uma antena isotrópica. Sendo a antena isotrópica a base para o cálculo da diretividade, ela possui a distribuição de energia no espaço mais uniforme possível, levando assim a uma diretividade unitária. A diretividade é definida como sendo a razão entre a intensidade de radiação em uma dada direção da antena e a intensidade de radiação média sobre todas as direções [20].

Se a direção não for especificada, a direção de intensidade máxima de radiação (máxima diretividade) é expressa por:

$$D_{\max} = D_0 = \frac{U_{\max}}{U_0} = \frac{4\pi U_{\max}}{P_{\text{rad}}} \quad (4.1)$$

Onde,

D = diretividade

D_0 = diretividade máxima

$U_{\max}$ = int ensidade máxima de radiação

U_0 = int ensidade de radiação de uma fonte isotrópica

P_{rad} = potência total radiada

4.3.4 Largura de Banda

A largura de banda de uma antena é definida como a faixa de frequências, em torno da frequência central de operação desta, de acordo com determinadas características, tais como: impedância de entrada, diagrama de irradiação, largura de feixe, polarização e ganho [15].

A largura de banda das antenas para faixa estreita é definida em valores percentuais, por exemplo, definir a largura de banda de uma antena em 5%, significa que a diferença da frequência maior menos a frequência menor, dividida pela frequência

central, vezes 100, é igual a 5%. Um dos maiores problemas das antenas de microfita é a largura de banda estreita (entre 2 e 5%), porém algumas técnicas para aumentar a largura de banda vêm sendo empregadas, tais como antenas com substratos *PBG* e antenas com *patches* empilhados (entre 10 e 20%) [35].

Para antenas de banda larga, a largura de banda é expressa como a relação entre a frequência maior e a frequência menor, tendo como referência a frequência central de operação da antena. Por exemplo, uma largura de banda de 10:1 indica que a frequência superior é 10 vezes maior que a frequência inferior. Sendo representada pela expressão:

$$BW = \frac{f_2 - f_1}{f} \quad (4.2)$$

Onde,

f é a frequência central de operação, f_1 é a frequência inferior e f_2 é a frequência superior da faixa.

4.3.5 Perda de Retorno

A razão de ondas estacionárias de tensão indica o grau de desvio entre a impedância da carga ligada à linha de transmissão e a impedância característica da linha de transmissão. É baseado nos módulos de valores máximos e mínimos e está relacionado com o módulo do coeficiente de reflexão. Indica o grau de desvio na terminação.

Devido as reflexões na fronteira de uma linha de transmissão, o meio contendo a onda incidente também contém a onda refletida e a superposição destas duas ondas forma um padrão de ondas estacionárias. O coeficiente ou razão de onda estacionária de tensão, *VSWR* (*Voltage Stationary Wave Ratio*), desta linha de transmissão, é definido como sendo a razão entre os valores máximos e mínimos da amplitude da onda estacionária, estabelecida ao longo do comprimento l da linha expresso por [17]

$$VSWR = \frac{V_{\max}}{V_{\min}} = \frac{I_{\max}}{I_{\min}} = \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|} \quad (4.3)$$

Onde Γ é o coeficiente de reflexão dado por:

$$\Gamma = \frac{Z_c - Z_0}{Z_c + Z_0} \quad (4.4)$$

A Perda de Retorno (RL – *Return Loss*) indica a proporção entre a potência incidente e a refletida, ou seja, corresponde ao parâmetro S_{11} na matriz de espalhamento. É definida como:

$$RL_i (dB) = 20 \log \left| \frac{V_i^-}{V_i^+} \right| (dB) = 20 \log |\Gamma_i| (dB) \quad (4.5)$$

Tanto a perda de retorno quanto o coeficiente de onda estacionária, são excelentes índices para a determinação do desempenho de antenas, sendo aceito na prática, valores menores que 1,3 e para acima de -10dB , respectivamente.

4.4 Técnicas de Alimentação

Antenas de microfita podem ser alimentadas por uma variedade de métodos. Esses podem ser classificados em duas categorias: conectados e não conectados. Nas técnicas por contato, a fonte de RF é ligada fisicamente ao *patch* usando linhas de microfita ou conector coaxial. Enquanto que, nas técnicas não-conectada, a ligação é feita por acoplamento eletromagnético. As quatro técnicas mais comuns são: linha de microfita, sonda coaxial (conexão direta), acoplamento por abertura e proximidade.

Na construção do dispositivo em estudo, fora utilizado como forma de alimentação o uso de cabo coaxial. A alimentação por linha de microfita, conforme ilustra a Figura 4.7, foi a primeira técnica empregada, inicialmente por Munson em 1974, para análise de antenas *patch* em microfita [15]-[20].

Neste modelo, a região interior da antena *patch* é modelada como uma seção de linha de transmissão, ou seja, é também uma fita condutora, normalmente de comprimento menor comparado ao *patch*. As vantagens em se usar tal processo é a facilidade de construção, pois é implementado diretamente sobre o substrato, além de se integrar facilmente a circuitos impressos.

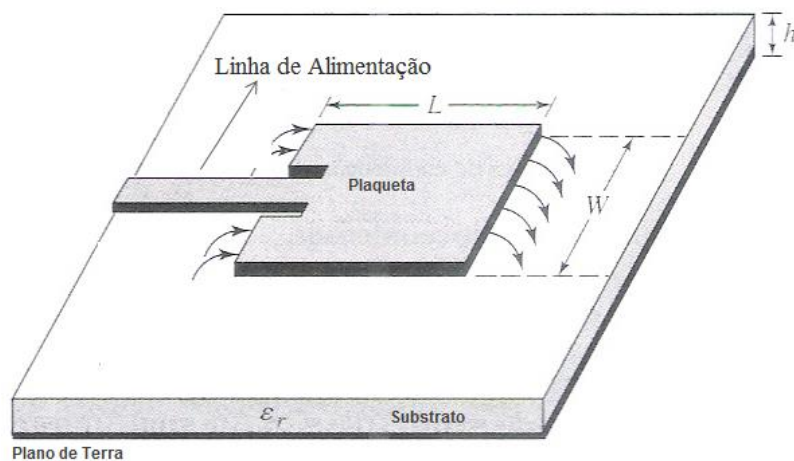


Figura 4.7: Alimentação via Linha de Microfita *inset-fed*.

Uma outra técnica de alimentação é a por cabo coaxial. Como visto na Figura 4.8, o condutor interno do conector coaxial transpõe o dielétrico, e é soldado ao *patch*, enquanto o outro condutor (externo) é conectado diretamente ao plano de terra. A principal vantagem, é que a alimentação pode ser feita em qualquer local do *patch*, é de fácil fabricação e tem baixos espúrios de radiação. Entretanto, impõe limitações à largura de banda e ocorre também uma degradação do plano de radiação devido a geração de lóbulos secundários e aumento da relação frete-costa e diretividade do dispositivo planar.

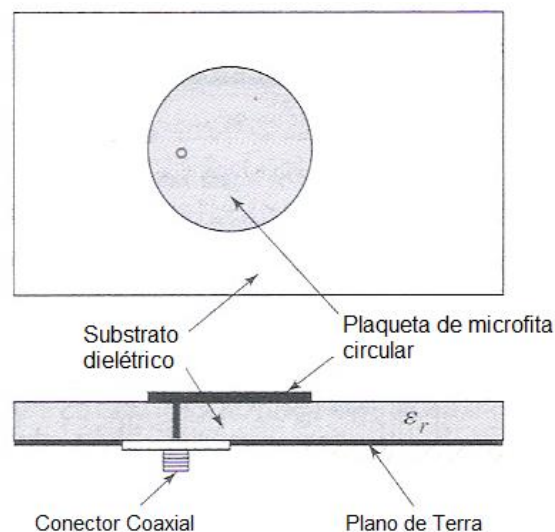


Figura 4.8: Alimentação via Conector Coaxial.

Os métodos de acoplamento são os de mais difícil fabricação, principalmente o₅₁

acoplamento por abertura. Essa técnica consiste de dois substratos separados por um plano de terra. Abaixo do substrato que se encontra localizado sob o plano o plano de terra há uma linha de alimentação de microfita que fornece energia através de um *slot* no plano de terra, como visto na Figura 4.9.

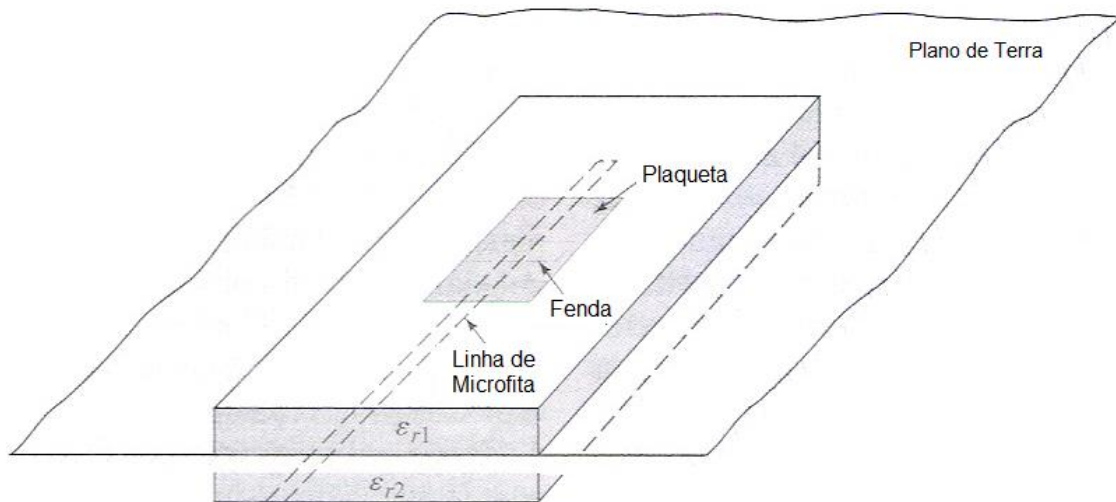


Figura 4.9: Alimentação via Acoplamento por Abertura.

Quanto ao acoplamento por proximidade, essa técnica de alimentação consiste em uma linha de alimentação colocada entre dois substratos dielétricos, conforme Figura 4.10, onde o *patch* é colocado sobre o substrato superior, enquanto que o plano de terra é colocado sob o substrato inferior. As principais vantagens nessa técnica é a eliminação da radiação de alimentação superior e oferece alta largura de banda. O casamento de impedância é atingido variando-se a largura da linha de transmissão e espessura dos substratos.

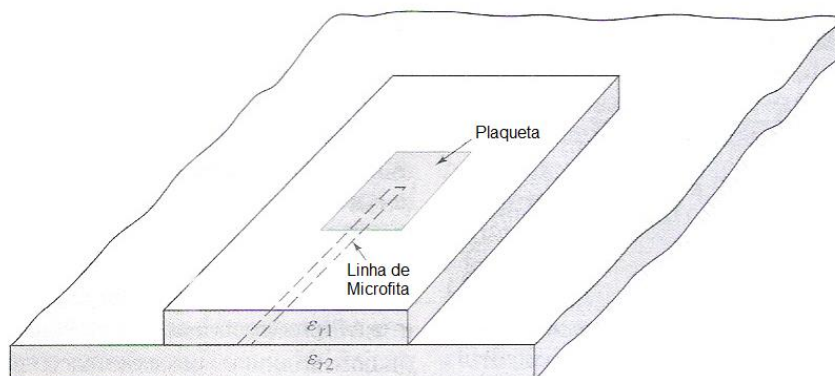


Figura 4.10: Alimentação via Acoplamento por proximidade.

4.5 Métodos de Análise

Os principais métodos de análise de antenas de microfita são: o da linha de transmissão, o modelo da cavidade, ambos aproximados e os de onda completa - dentre os quais se incluem o Método da Linha de Transmissão Equivalente - LTE ou Método da Imitância, o Método dos Potenciais Vetoriais de Hertz e o Método da Linha de Transmissão Transversa - LTT, o qual será usado neste trabalho.

No modelo da Linha de Transmissão (LT), o *patch* e a linha de alimentação são modeladas por seções de LT. A antena pode ser representada como um arranjo de duas fendas radiantes, ambas de largura W e altura h , separadas por uma linha de transmissão de comprimento L e admitância Y_0 , conforme Figura 4.11. O campo varia ao longo do comprimento L , e a radiação ocorre através das fendas que funcionam como dipolos magnéticos. Cada fenda radiante é representada por uma admitância equivalente em paralelo e separada por um conjunto de linha de transmissão de comprimento L e admitância característica Y_0 . Considerando um *patch* retangular alimentado por uma linha de microfita conforme Figura 4.12, quando os campos eletromagnéticos que se propagam ao longo da linha encontram uma descontinuidade (início do *patch*), nesse ponto, devido à mudança de largura W da microfita, são gerados campos de fuga (de franja) nas bordas do *patch* [34].

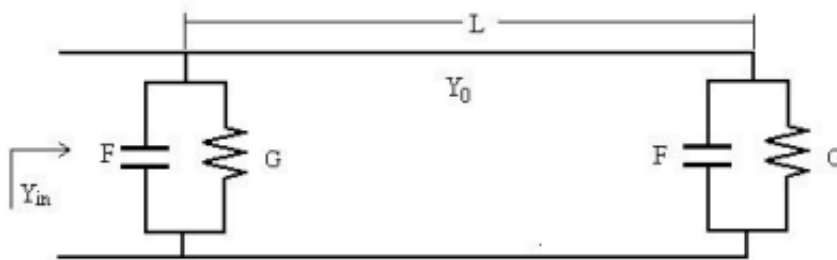


Figura 4.11 : Circuito Equivalente para Antena de Microfita, pelo Modelo da Linha de transmissão.

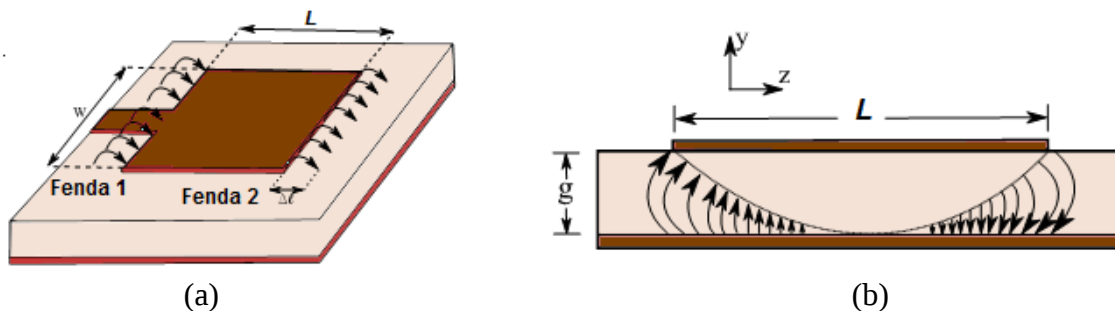


Figura 4.12: (a) Efeito franja com um incremento Δl (b) Distribuição dos campos elétricos ao longo da antena.

Portanto, através desse modelo acima, pode-se obter algumas características da antena, tais como: efeito de borda, largura e comprimento efetivos, frequência de ressonância e impedância de entrada. Conforme descrito acima a antena pode ser modelada através do circuito da Figura 4.12, os seus parâmetros e as dimensões são dados pelas equações abaixo.

$$\Delta L = 0.412h \frac{(\epsilon_{reff} + 0.3) \left(\frac{W}{g} + 0.264 \right)}{(\epsilon_{reff} - 0.258) \left(\frac{W}{g} + 0.8 \right)} \quad (4.6)$$

$$\epsilon_{eff} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \left(1 + \frac{12h}{W} \right)^{-1/2} \quad (4.7)$$

$$W = \frac{c}{2fr} \left(\frac{\epsilon_r + 1}{2} \right)^{-1/2} \quad (4.8)$$

$$L = \frac{c}{2fr\sqrt{\epsilon_{eff}}} - 2\Delta L \quad (4.9)$$

$$f_r = \frac{c}{2L\sqrt{\epsilon_r}} \quad (4.10)$$

O Modelo da Cavidade pode manipular qualquer geometria de *patch*, tratando a antena como sendo uma cavidade com paredes ressonantes, onde na base e no topo há paredes elétricas e nas laterais paredes magnéticas [15]. Os campos na antena são considerados como sendo os campos na cavidade, dessa forma, serão expandidos em termos de modos ressonantes na cavidade, onde cada modo tem a sua frequência de ressonância dada pela equação 4.10, onde c é a velocidade da luz; e os índices m, n, p representam os modos de propagação.

$$Fr_{mnp} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mu\epsilon}} \sqrt{\left(\frac{m\pi}{h} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L} \right)^2 + \left(\frac{p\pi}{W} \right)^2}$$

Embora esse modelo seja relativamente simples de implementar e aplicar a diversos formatos de antenas, há algumas limitações em seu uso, principalmente devido às aproximações iniciais. Dessa forma, esse modelo não oferece um resultado satisfatório para antenas com substratos mais espessos, com *patch* empilhados e arranjos de antenas.

Com relação aos métodos de onda completa, a análise de estrutura planar a partir de modelos aproximados (descritos acima), oferece relevante rapidez nas formulações, no entanto, incluem uma parcela de erro devido as simplificações feitas, sobretudo quando se trata de aplicações em altas frequências e substratos anisotrópicos. Assim, a análise a partir de um método rigoroso é imprescindível para a precisão dos resultados. É sabido que o modo de propagação da microfita se modifica devido à interface dielétrico-ar, tornando-se um modo híbrido não - TEM. Logo, o método de análise deve considerar a natureza híbrida dos modos de propagação, por esse motivo tais métodos são chamados de análise dinâmica ou de onda completa. Os mais relatados na literatura são: o Método da Linha de Transmissão Equivalente - LTE ou Método da Imitância, o Método dos Potenciais Vetoriais de Hertz e o Método da Linha de Transmissão Transversa - LTT. Este último será o utilizado ao longo deste trabalho, com uma nova formulação para estrutura em estufa. Por esse motivo ele será mais detalhado, apresentando com todo o formalismo matemático no capítulo 6.

4.6 Características dos Substratos

O substrato tem sua constante dielétrica usualmente na faixa de $2,2 \leq \epsilon_r \leq 12$. Sendo que os substratos mais desejáveis para a melhoria do desempenho da antena são os mais espessos, cujas constantes dielétricas são mais baixas, pois eles possibilitam maior eficiência e largura de banda, contudo, são mais onerosos em sua fabricação devido ao maior consumo de material dado à maior espessura do substrato.

Substratos mais finos com altas constantes dielétricas são desejáveis para circuitos de microondas, pois eles requerem limites de campo para minimizar irradiações e acoplamentos indesejáveis. São vantajosos por conseguirem dimensões dos elementos menores, entretanto devido a suas grandes perdas, são menos eficientes e tem largura de banda estreita.

A excitação de onda de superfície ocorre em toda a antena construída sobre substrato, devido ao fato de o modo da onda de superfície TM_0 ter sua frequência de corte igual à zero [20]. Dessa forma, o aumento na espessura do substrato provoca um maior

acoplamento de energia na onda de superfície.

O efeito de borda, inerente às antenas de microfita, dá-se devido ao fato das dimensões do *patch* serem finitas (tanto em seu comprimento quanto em sua largura). Os campos na borda do *patch* sofrem esse efeito, ou seja, as dimensões do *patch* são eletricamente maiores que as suas dimensões físicas. Deste modo, algumas ondas viajam no substrato e outras viajam no ar. Uma constante dielétrica efetiva (ϵ_{eff}) é introduzida para explicar o efeito de borda e a propagação da onda na linha.

4.7 Tipos de Substratos

São características necessárias para fabricação de um substrato para compor um projeto de uma antena *patch* de microfita: baixas perdas e elevadas taxas de homogeneidade. Os substratos mais usados atualmente utilizam constantes dielétricas entre $2,2 \leq \epsilon_r \leq 12$. A Tabela 1 apresenta alguns substratos com suas respectivas constantes dielétricas e tangentes de perdas. São eles: Alumina; RT/Duroid; Ferrita; FR4-Epoxi e PTFE (Teflon).

Tabela 4.1 – Materiais dielétricos comerciais e suas características elétricas.

MATERIAIS	CONSTANTE DIELÉTRICA (ϵ_r)	TANGENTE DE PERDAS ($\tan \delta$)
Alumina	9,2	0,008
RT/Duroid	2,2	0,0009
Ferrita	12	0
FR4-Epóxi	4,4	0,02
PTFE	2,5	0,002

Características da antena, como: dimensões físicas, frequência de ressonância e largura de banda são influenciadas durante o processo de escolha de um substrato. Dos tipos de substratos existentes podemos citar: Isotrópicos, Anisotrópicos, Material *PBG* (*Photonic Bang Gap*), *MTF* (*Multi Frame Joiner*) e outros.

Substratos isotrópicos são aqueles onde o comportamento do campo elétrico aplicado independe da direção do campo. Eles apresentam permissividade elétrica $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$, onde ϵ_0 é a permissividade elétrica no espaço livre e ϵ_r é uma função escalar.

Nos substratos anisotrópicos o comportamento de um campo elétrico aplicado depende da direção do campo elétrico ou dos eixos do material. As direções dos eixos são determinadas pelas propriedades cristalinas do material, onde a permissividade elétrica é

apresentada como um tensor $\overline{\overline{\epsilon_r}}$.

Materiais *PBG* (*Photonic Band Gap*) são uma nova classe de substratos periódicos. As ondas eletromagnéticas comportam-se em substratos fotônicos como elétrons comportam-se em semicondutores [37].

MTF (*Multi Frame Joiner*) é um exemplo de substrato moderno que é desenvolvido com tecnologia proprietária em filme fino. Esse substrato é utilizado em antena planares para aplicação em *laptops*, espessura de 0,2 mm, $\epsilon_r=3$ e a sua finalidade é oferecer estabilidade a antena, isolamento aos dispositivos metálicos internos e maiores.

4.8 Eficiência

A eficiência (η) é medida pela razão entre potência irradiada e potência de entrada (P_{ent}), ou seja, indica quanto de potência é transmitida, dada a potência recebida. Em antenas planares, é observado que esse parâmetro depende, antes de tudo, da espessura do substrato e da permissividade e que, não é muito afetado nem pelo formato do elemento irradiador, nem pelo tipo de alimentação [30]. Há vários tipos eficiência, são elas: a eficiência de radiação (η_{rad}) e a eficiência total (η_{tot}) sendo:

$$\eta_{rad} = \frac{P_{rad}}{P_{entrada}} = \frac{G(\theta, \phi)}{D(\theta, \phi)} \quad (4.11)$$

$$\eta_{tot} = \frac{P_{rad}}{P_{fonte}} \quad (4.12)$$

4.9 Conclusões

Foi abordada neste capítulo a teoria de antena de microfita. As suas vantagens, desvantagens e características foram apresentadas, de tal forma que as tornam especiais em relação às outras antenas bem como a apresentação de conceitos e grandezas essenciais ao entendimento dos temas que serão abordados nos capítulos seguintes, facilitando a compreensão do leitor acerca do trabalho realizado.

Capítulo 5

Substrato Metamaterial

5.1 Introdução

O eletromagnetismo vem se destacando por grupos de pesquisas, ao redor do mundo, devido à gama de aplicações práticas possibilitadas por estes estudos, de forma que os avanços gerados pelas guerras mundiais e pela guerra fria impulsionaram a demanda por materiais e abriram uma nova área de trabalho ao eletromagnetismo. Estes avanços chegaram ao desenvolvimento de materiais artificiais, com características dielétricas e magnéticas desejáveis. Assim, meios de fabricação e técnicas inovadoras vem proporcionando a fabricação de materiais com características que não podem ser encontradas na natureza [38]. Esses materiais são chamados metamateriais – MTM e podem ser definidos, também, como estruturas eletromagnéticas efetivas, homogêneas, artificiais, com propriedades incomuns, que não são encontradas em materiais na natureza [39].

O substrato tem papel importante no desempenho da estrutura. Um dos principais efeitos da presença do substrato é o aumento da largura de banda e eficiência. Podem ser utilizados materiais dielétricos com e sem perdas - semicondutores, ferritas e mais recentemente metamateriais. Ceros materiais, chamados de materiais LHM (*Left-Handed Materials*), possuem permissividade efetiva (ϵ_{eff}) e permeabilidade efetiva (μ_{eff}) apresentando, simultaneamente, valores negativos [27]. Em tais materiais, o índice de refração (n) é negativo, fator este que resulta na inversão de fenômenos eletromagnéticos conhecidos, os quais foram investigados, teoricamente, pelo físico russo Veselago [3]. Na época da publicação do estudo, o próprio Veselago ressaltou que tais materiais não estavam disponíveis na natureza, o que fez com que suas observações ficassem apenas no território das curiosidades.

Materiais artificiais são desenvolvidos com características dielétricas e magnéticas desejáveis. Atualmente novas técnicas e meios de fabricação vêm possibilitando o desenvolvimento de novos materiais com características que não podem ser encontradas na natureza. Tais materiais artificiais com propriedades que não são encontradas em materiais ubíquos são chamados metamateriais. Esses também podem ser definidos como⁵⁸

estruturas eletromagnéticas efetivas homogêneas artificiais, com propriedades incomuns que não são encontradas em materiais na natureza.

O surgimento dos metamateriais trouxe inovações na área tecnológica, com condições de atender às exigências excepcionais dos sistemas atuais e futuros de comunicações. Baseados em uma atraente e revolucionária classe de materiais que possuem novas e poderosas propriedades de propagação eletromagnética, eles foram considerados pela revista *Science* como sendo um dos maiores avanços da ciência no ano de 2006 [28].

5.2 – A Nova Classe de Materiais: Metamateriais

Tendo em vista que é permitida a combinação de sinais entre os parâmetros de permissividade e permeabilidade, as características desses meios artificiais seguem além de sua funcionalidade. Esses parâmetros são relacionados ao índice de refração n dado por [29]:

$$n = \pm \sqrt{\mu_r \varepsilon_r} \quad (5.1)$$

Em que μ_r e ε_r são a permeabilidade e permissividade relativas respectivamente relacionadas à permeabilidade e permissividade no espaço livre dadas por $\mu_0 = \mu/\mu_r = 4\pi \cdot 10^{-7}$ e $\varepsilon_0 = \varepsilon/\varepsilon_r = 8.854 \cdot 10^{-12}$, respectivamente. Na equação 5.1 o sinal $\pm$ para um duplo valor da função raiz quadrada é admitido a priori para casos gerais. As quatro possibilidades de combinações de sinais para ε e μ são (+,+), (+,-), (-,+) e (-,-),

A Figura 5.1 ilustra uma representação gráfica de quatro diferentes possibilidades de materiais para aplicações eletromagnéticas, baseados em suas permissividades e permeabilidades. São também ilustradas a refração e a reflexão considerando uma interface entre o ar e cada meio em questão. Existem quatro regiões no diagrama.

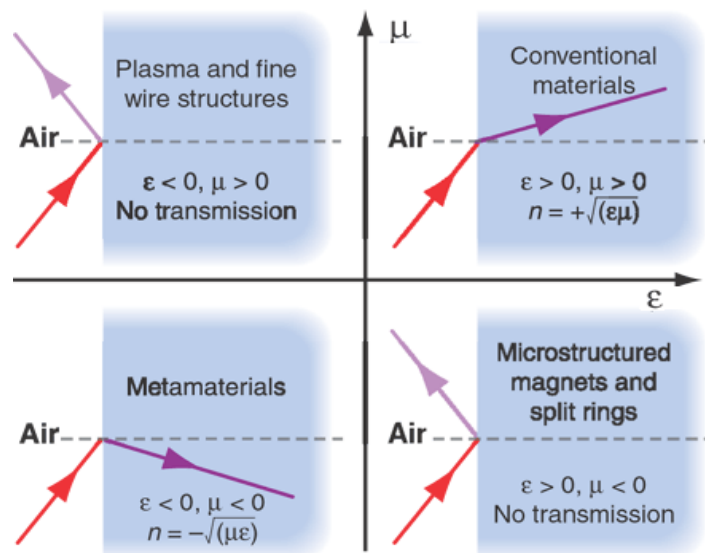


Figura 5.1 – Diagrama de permissividade (ϵ) e permeabilidade (μ) para os quatro tipos de meios.
Reproduzido de [40].

Veselago determinou que se ϵ ou μ fossem negativos, ou seja, tivessem sinais opostos, o material não suportaria a propagação de ondas eletromagnéticas [3]. Este fenômeno veio a ser conhecido como “*band gap* eletromagnético (EBG)”. Ainda temos a região onde ϵ e μ são positivos, que é o caso dos materiais convencionais (RHM – *Right-Handed Materials*) onde a refração ocorre positivamente; e a região onde ϵ e μ são negativos, simultaneamente, onde se encontram os metamateriais (LHM – *Left-Handed Materials*), nos quais a refração ocorre negativamente.

A presença de índice de refração negativo nos meios LH implica em uma velocidade de grupo antiparalela à velocidade de fase, causando interessantes efeitos, como por exemplo, uma inversão da direção do efeito Doppler ou uma inversão do raio refratado na Lei de Snell comparado aos meios convencionais (índice de refração negativo). Como Veselago apontou, estas reversões da onda eletromagnética contêm implicações para muitos fenômenos. Muitos dos efeitos do índice de refração negativo têm sido examinados pelos pesquisadores, do ponto de vista experimental ou computacional.

O índice de refração determina como o feixe é defletido na interface de separação entre dois meios distintos. Se o índice é positivo, o feixe é defletido no lado oposto da normal à superfície em relação ao feixe incidente. Enquanto se o índice é negativo ele é defletido no mesmo lado da normal á superfície. Considerando um prisma de RHM e LHM, Figura 5.2, é possível observar o fenômeno da refração nos dois meios. Para o prisma RHM, o raio refratado produz um ângulo positivo com a normal, no prisma de

LHM, o raio refratado produz um ângulo negativo com a normal. Além disso, a velocidade de grupo, que caracteriza o fluxo de energia, e a velocidade de fase, que caracteriza o movimento das frentes de onda, aponta em direções opostas, como mostra a Figura 5.3.

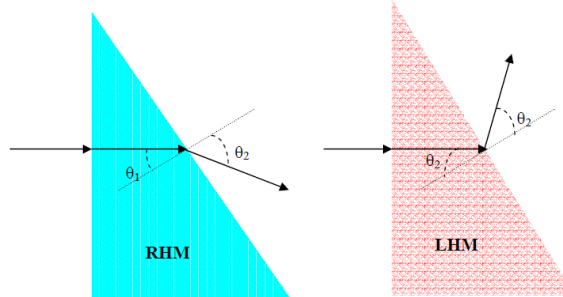


Figura 5.2 – Ilustração da propagação em um meio com índice de refração positivo (RHM) e com índice de refração negativo (LHM). θ_1 é o ângulo de incidência e θ_2 é o ângulo de refração. Reproduzido de [30].

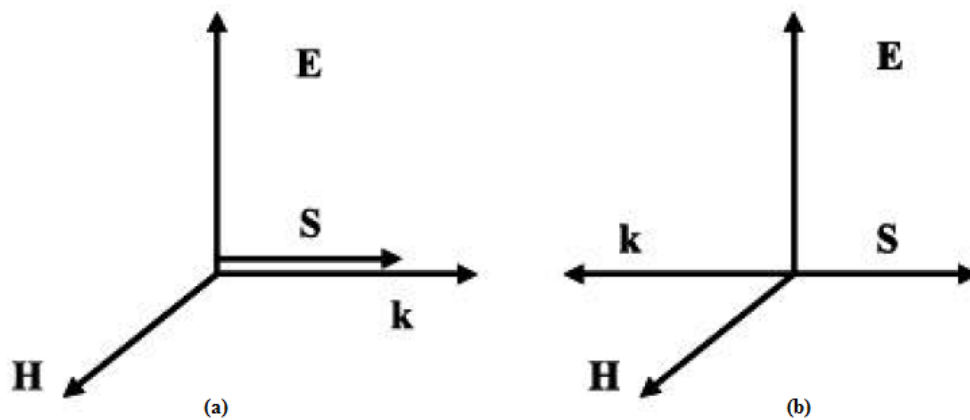


Figura 5.3 – Ilustração das direções do campo elétrico, do campo magnético, do vetor de Poynting e do vetor de onda (a) RHM e (b) LHM. Reproduzido de [41].

Vale ressaltar que estes materiais artificiais, com índice de refração negativo, possuem os valores de ϵ e μ dependentes da frequência, ou seja, são meios dispersivos, sendo simultaneamente negativos dentro de uma estreita faixa de frequência [29].

Os metamateriais também podem ser projetados de modo que possam apresentar os mesmos parâmetros eletromagnéticos dos materiais pertencentes aos outros três quadrantes. Daí, muitos trabalhos têm sido desenvolvidos e validados experimentalmente [30-31], [32].

5.3 Propagação de Ondas Eletromagnéticas em um Meio Metamaterial

Partindo das equações de Maxwell e sintetizando para a equação de onda:

$$\left(\nabla^2 - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \Psi = 0 \quad (5.2)$$

Onde “ n ” é o índice de refração, “ c ” é a velocidade da luz no vácuo, e $n^2/c^2 = \mu\epsilon$. Como o índice de refração está elevado ao quadrado, ele é insensível a mudanças de sinal na permeabilidade e na permissividade. As equações da onda plana com dependência do tempo são:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-j\vec{k} \cdot \vec{r} + j\omega t} \quad (5.3)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0 e^{-j\vec{k} \cdot \vec{r} + j\omega t} \quad (5.4)$$

Onde $\vec{E}_0$ e $\vec{H}_0$ são vetores em direções arbitrárias, $\vec{k}$ é o vetor da constante de propagação cuja magnitude é k (número de onda) e cuja direção é a direção da propagação de onda e $\vec{r}$ é a posição de observação do vetor.

$$\vec{r} = x\hat{x} + y\hat{y} + z\hat{z} \quad (5.5)$$

As componentes de $\vec{E}$ são

$$E_x = A e^{-j\vec{k} \cdot \vec{r}} e^{j\omega t} \quad (5.6)$$

$$E_y = B e^{-j\vec{k} \cdot \vec{r}} e^{j\omega t} \quad (5.7)$$

$$E_z = C e^{-j\vec{k} \cdot \vec{r}} e^{j\omega t} \quad (5.8)$$

Onde A, B e C são constantes arbitrárias. Sabendo que o rotacional do campo elétrico é dado por

$$\nabla \times \vec{E} = \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ E_x & E_y & E_z \end{vmatrix} = \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) \hat{x} + \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \hat{y} + \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \hat{z} \quad (5.9)$$

Aplicando, o conjunto de equações (5.6)-(5.8) em (5.9)

$$\nabla \times \vec{E} = -j \left[(k_y E_z - k_z E_y) \hat{x} + (k_z E_x - k_x E_z) \hat{y} + (k_x E_y - k_y E_x) \hat{z} \right] \quad (5.10)$$

Por outro lado

$$\vec{k} \times \vec{E} = \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ k_x & k_y & k_z \\ E_x & E_y & E_z \end{vmatrix} = (k_y E_z - k_z E_y) \hat{x} + (k_z E_x - k_x E_z) \hat{y} + (k_x E_y - k_y E_x) \hat{z} \quad (5.11)$$

Comparando (5.10) e (5.11) é fácil, então, perceber que

$$\vec{k} \times \vec{E} = -j \nabla \times \vec{E} \quad (5.12)$$

Sabe-se que a primeira equação de Maxwell é dada por:

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H} \quad (5.13)$$

Substituindo (5.13) em (5.12), a equação de Maxwell para $\vec{E}$ se reduz à forma

$$\vec{k} \times \vec{E} = \omega\mu\vec{H} \quad (5.14)$$

Processo semelhante pode ser usado para a segunda equação de Maxwell que é dada por:

$$\nabla \times \vec{H} = j\omega\varepsilon\vec{E} \quad (5.15)$$

Obtendo assim,

$$\vec{k} \times \vec{H} = -\omega\varepsilon\vec{E} \quad (5.16)$$

Portanto, para valores positivos de μ e ε , $\vec{E}$, $\vec{H}$ e $\vec{k}$ forma um sistema de vetores ortogonais RH, ou seja dada pela regra da mão direita. Entretanto, se $\mu < 0$ e $\varepsilon < 0$, as equações (5.12) e (5.14) podem ser reescritas como

$$\vec{k} \times \vec{E} = \omega|\mu|\vec{H} \quad (5.17)$$

$$\vec{k} \times \vec{H} = -\omega|\varepsilon|\vec{E} \quad (5.18)$$

Neste caso pode ser visto que agora esses vetores compõem uma tríade dada pela regra da mão esquerda (*left-handed*), como mostra a Figura 5.3, daí o nome de meios LH. A principal implicação física da análise acima é a propagação de ondas *backward*, o que equivale à inversão no sentido das ondas. Na verdade, a direção do fluxo de energia

médio no tempo, determinada pela parte real do vetor de *Poyting*,

$$\vec{S} = \frac{1}{2} \vec{E} \times \vec{H}^* \quad (5.19)$$

não é afetada pela mudança simultânea de sinal de μ e ε . Logo, $\vec{E}$, $\vec{H}$ e $\vec{S}$ ainda compõem uma tríade RH em um meio LH. Assim, em tais meios, energia e frente de onda viajam em direções opostas (propagação *backward*). No entanto, a propagação de ondas *backward* em um meio isotrópico homogêneo é uma propriedade única dos meios LH.

5.4 Velocidade de Grupo e de Fase

Essas velocidades denotam aspectos distintos da onda propagante e a diferença entre elas é fundamental na compreensão dos metamateriais [41]. A velocidade de fase é a taxa com a qual a fase de uma onda se propaga no espaço. Ela é comum às fases de os componentes (harmônicas) dessa onda e na análise de sinais é comumente dada por:

$$v_p = \frac{\lambda}{T} \quad (5.20)$$

Onde T é o período e λ é o seu comprimento.

No âmbito da teoria eletromagnética, ela é dada pela relação entre a frequência angular e o número de onda, ou seja,

$$v_p = \frac{\omega}{k} \quad (5.21)$$

A velocidade de fase da radiação eletromagnética pode, sob circunstâncias restritas atingir valores superiores à da luz no vácuo. Apesar disso, trata-se de um fenômeno a nível pontual e, portanto, não ocorre transferência de energia nem qualquer tipo de transmissão de informações.

A velocidade de grupo, por outro lado, é a taxa com que mudanças de amplitude se propagam na onda. De certo modo, uma comparação pode ser feita com processos de modulação: a velocidade de fase representa a velocidade da portadora, enquanto o valor de grupo corresponde à taxa de modulação dessa onda. Matematicamente, a velocidade de

grupo tem a forma

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \quad (5.22)$$

5.5 Projeto do Meio Metamaterial

Os metamateriais podem ser definidos como estruturas eletromagnéticas efetivas homogêneas artificiais com propriedades incomuns que não são encontradas em materiais na natureza [29]. Estruturas nano-compostas de banda eletromagnética proibida são exemplos de metamateriais.

Uma estrutura efetiva homogênea é uma estrutura cuja média do comprimento estrutural de célula p é muito menor que um comprimento de onda guiada λ_g . Assim, esse comprimento médio de célula pode ser pelo menos, menor que um quarto de comprimento de onda, $p < \lambda_g/4$. Esta condição de referência $p = \lambda_g/4$ será denominada como o limite de homogeneidade efetiva, para garantir que o fenômeno refrativo irá dominar em relação ao fenômeno de espalhamento/difração quando a onda se propaga dentro do meio metamaterial. A Figura 5.4 mostra o primeiro metamaterial proposto por Pendry[42], constituído de metais e dielétricos e seguindo a condição de homogeneidade efetiva ($p < \lambda_g/4$).

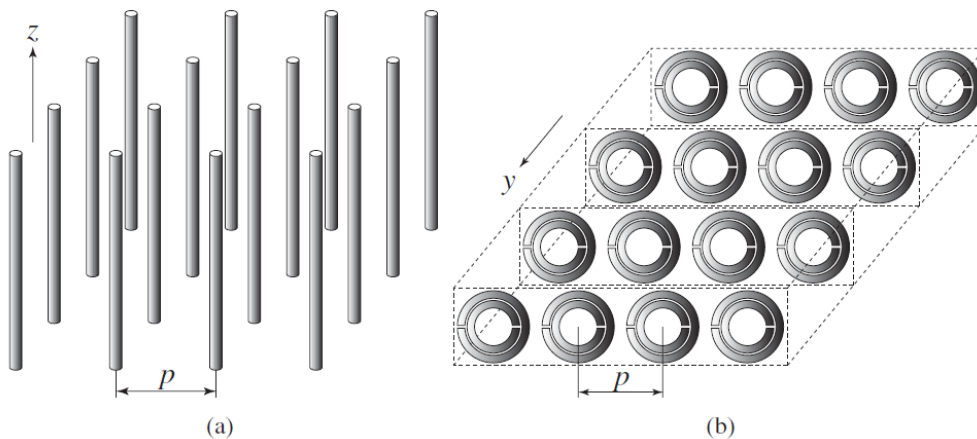


Figura 5.4 –(a) estrutura composta por fios milimétricos (*thin wire – TW*). (b) estrutura composta pelos ressoadores de anel partido (*split-ring resonator – SRRs*). Reproduzido de [29].

O metamaterial descrito na Figura 5.4 (a) é o fio fino de metal (*thin-wire TW*). Se a excitação do campo elétrico $\vec{E}$ é paralela ao eixo dos fios ($\vec{E} \parallel z$), para induzir corrente

ao longo destes e gerar o momento de dipolo elétrico equivalente, esse metamaterial exibe uma função de frequência do tipo plasmática para a permissividade na seguinte forma [42],

$$\varepsilon_r = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + j\omega\xi} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + \xi^2} + j \frac{\xi\omega_{pe}^2}{\omega(\omega^2 + \xi^2)} \quad (5.23)$$

onde $\omega_{pe}^2 = \sqrt{2\pi c^2 / [p^2 \ln(p/r)]}$ (c : velocidade da luz, r : raio dos fios) é a frequência plasmática elétrica, ajustado na faixa de GHz, e $\xi = \varepsilon_0 (p\omega_{pe}/r)^2 / \pi\sigma$ (σ : condutividade do metal) é o fator de amortecimento devido às perdas do metal. Pode ser notado nessa formula que:

$$\text{Re}(\varepsilon_r) < 0, \quad \text{para} \quad \omega^2 < \omega_{pe}^2 - \xi^2, \quad (5.24)$$

Que é reduzida se $\xi^2 = 0$ para

$$\varepsilon_r < 0, \quad \text{para} \quad \omega^2 < \omega_{pe}^2, \quad (5.25)$$

Por outro lado a permeabilidade é simplesmente $\mu = \mu_0$, uma vez que não há presença de material magnético e o momento de dipolo magnético não é gerado. Deve ser notado que os fios são muito maiores que um comprimento de onda (teoricamente tendendo ao infinito), significando que os fios são excitados em frequências situadas bem abaixo de sua primeira ressonância.

O metamaterial descrito na Figura 5.4 (b) é o ressoador de anel partido (*split-ring resonator – SSR*). Se a excitação do campo magnético $\vec{H}$ é perpendicular ao plano dos anéis ($\vec{H} \perp y$) para induzir a corrente na malha fechada e gerar o momento dipolo magnético, esse metamaterial exibe uma função de frequência do tipo plasmática para a permissividade na seguinte forma [42],

$$\mu_r = 1 - \frac{F\omega^2}{\omega^2 - \omega_{0m}^2 + j\omega\xi} = \frac{1 - \frac{F\omega^2(\omega^2 - \omega_{0m}^2)}{(\omega^2 - \omega_{0m}^2)^2 + (\omega\xi)^2} + j \frac{F\omega^2\xi}{(\omega^2 - \omega_{0m}^2)^2 + (\omega\xi)^2}}{1} \quad (5.26)$$

Onde $F = \pi(r/p)^2$ (r: raio interno do anel menor), $\omega_{0m} = c \sqrt{\frac{3p}{\pi \ln(2dr^3/s)}}$ (d: largura dos anéis, s: espaço radial entre os anéis) é a frequência de ressonância magnética, que pode ser ajustada para GHz, e $\xi = 2pR'/r\mu_0$ (R' : resistência do metal por unidade de comprimento) é o fator de preenchimento devido às perdas. Deve ser notado que a estrutura SRR possui uma resposta magnética apesar do fato de não incluir materiais condutores magnéticos devido à presença de momentos de dipolo magnético artificial gerado pelos anéis ressoadores. A equação 3.6 revela que uma faixa de frequência pode existir quando $\text{Re}(\mu_r) < 0$ em geral ($\xi \neq 0$). No caso sem perdas ($\xi = 0$) temos que,

$$\mu_r < 0, \text{ para } \omega_{0m} < \omega < \frac{\omega_{0m}}{\sqrt{1-F}} = \omega_{pm} \quad (5.27)$$

Onde ω_{pm} é chamada de frequência de plasmática magnética. Uma diferença essencial entre as expressões plasmáticas para a permissividade e a permeabilidade é que o ultimo é de natureza ressonante $[\mu(\omega = \omega_{0m})] = \infty$ da estrutura devido à ressonância dos SRRs,

dados por [43] como sendo $\omega_{0m} = \frac{3pc^2}{[\pi \ln(2d/s)r^3]}$.

O circuito equivalente do SRR é mostrado na Figura 5.5 [42]. Na configuração de anel duplo, Figura 5.5(a) acoplamento capacitivo e indutivo entre os anéis maiores e menores são modelados por uma capacitância de acoplamento (C_m) e por um transformador (de raio n). Na configuração de um anel, Figura 5.5(b) o modelo do circuito é um simples ressoador RLC com frequência ressonante $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$. O SRR duplo é essencialmente equivalente ao SSR único se o acoplamento mútuo é fraco, porque as dimensões dos dois anéis são muito próximas umas das outras, assim $L_1 \approx L_2 \approx L$ e $C_1 \approx C_2 \approx C$, resultando em uma frequência ressonante combinada próxima a do SRR simples com as mesmas dimensões porem com um maior momento magnético devido à maior densidade de corrente.

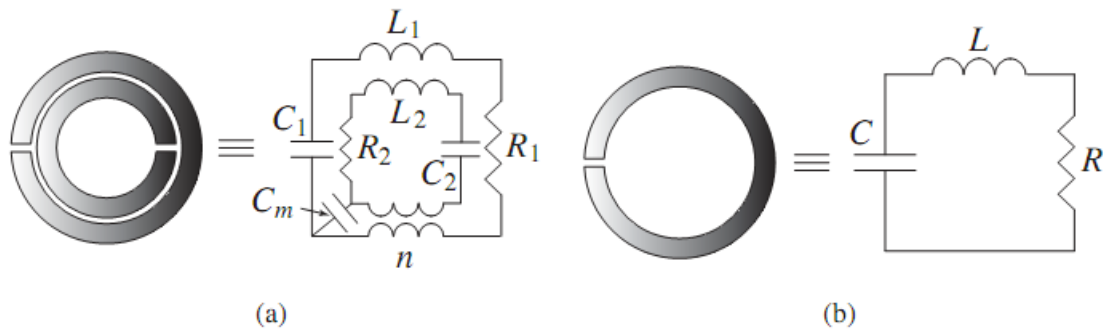


Figura 5.5 – Modelo de circuito equivalente do SRR, (a) SRR configuração dupla e (b) configuração simples. Reproduzido de [29]

Exemplos de estrutura unidimensional (a) e bidimensional (b) são apresentadas na Figura 5.6 [29]. Vale ressaltar que o SRR exibe uma resposta magnética ressonante às ondas eletromagnéticas quando o vetor campo magnético H for paralelo ao eixo dos SRRs.

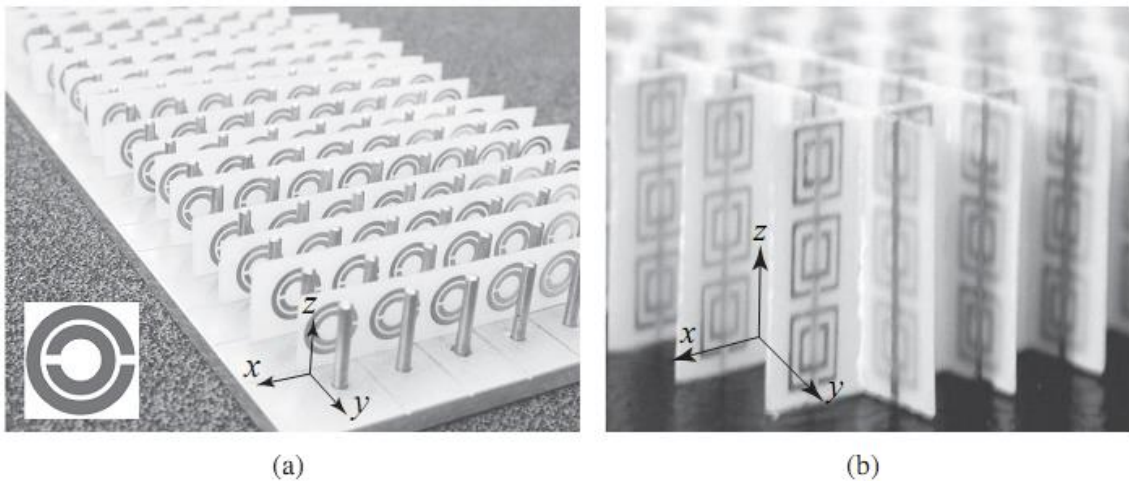


Figura 5.6 – Primeiras estruturas LH de TW e SRRs. (a) Estrutura LH unidimensional. (b) Estrutura LH bidimensional. Reproduzido de [29].

Resultados para a estrutura da Figura 5.6 (a) podem ser vistos na Figura 5.7.

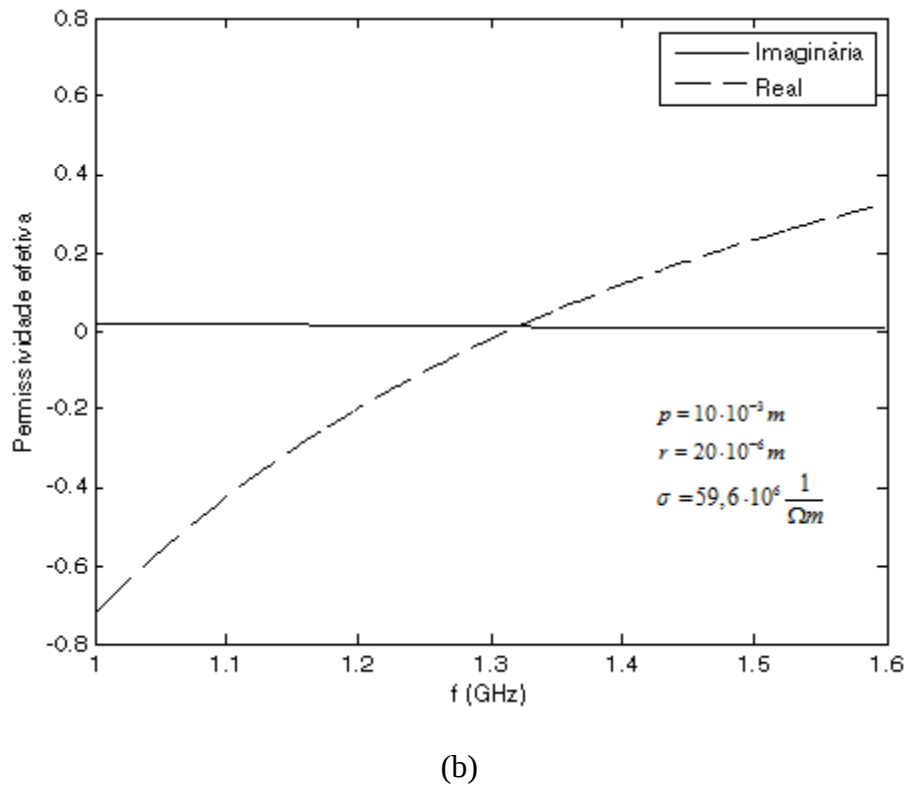
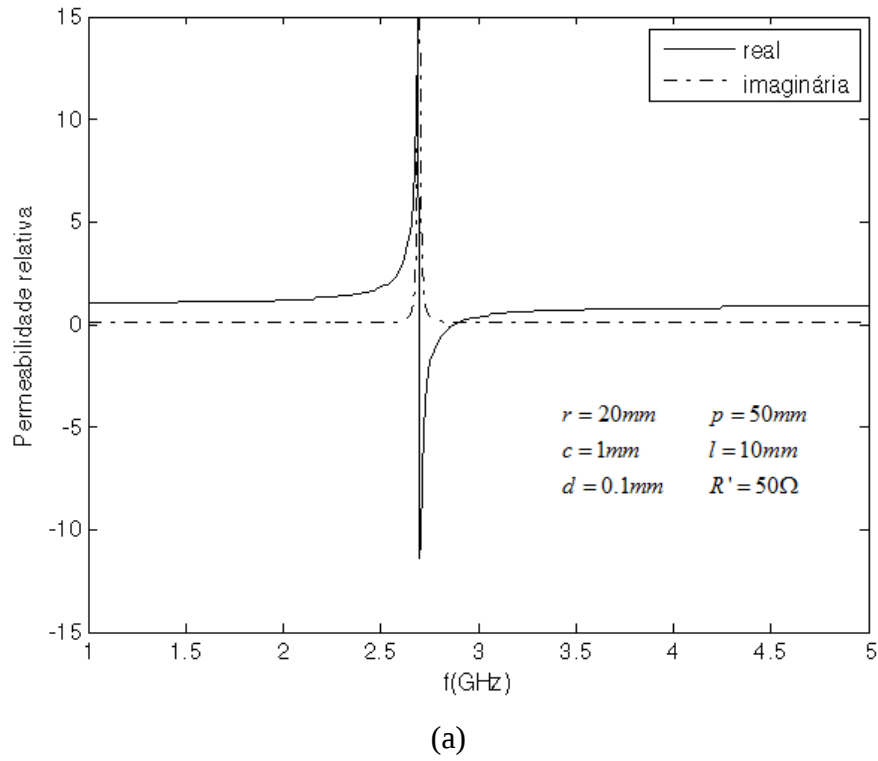


Figura 5.7 – Resultados teóricos computacionais para uma estrutura TW-SRR, (a) permeabilidade, (b) permissividade. [27]

Recentemente, novos substratos artificiais com propriedades dielétricas e/ou magnéticas têm sido empregados para a miniaturização de antenas e circuitos planares de micro-ondas [43]. O uso destes materiais também é investigado em antenas de microfita⁶⁹

com *patch* retangular [44].

Neste trabalho, será utilizado o metamaterial na faixa de frequência onde a permeabilidade e a permissividade possuem valores positivos, para aplicações em antenas de microfita. No contexto dos metamateriais, devido ao fato de apresentarem uma anisotropia tanto dielétrica quanto magnética, estes meios podem ser considerados como meios bianisotrópicos. Com isto, a inclusão destes materiais em formalismos numéricos, tais como, MoM, FDTD, entre outros, pode ser realizada.

Na análise, utilizando o método de onda completa da Linha de Transmissão Transversa é preciso que os parâmetros constitutivos do meio sejam definidos. Neste caso, o metamaterial considerado é caracterizado por permissividade e permeabilidade tensoriais [29].

$$[\mu] = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{bmatrix} \quad (5.28)$$

$$[\varepsilon] = \varepsilon_0 \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad (5.29)$$

Quando uma estrutura LH é unidimensional (1D) somente é permitida para a dupla $(\vec{E}, \vec{H})$. Tem-se então que $\varepsilon_{xx}(\omega < \omega_{pe}) < 0$ e $\varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} > 0$, $\mu_{xx} > 0$ e $\mu_{xx} = \mu_{zz}$ ($\omega_{0m} < \omega < \omega_{pm}$) < 0 . Logo, o tensor para o metamaterial 1D, é dado por [29].

$$[\mu] = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu_r & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{eff}(\omega) & 0 \\ 0 & 0 & \mu_r \end{bmatrix} \quad (5.30)$$

$$[\varepsilon] = \varepsilon_0 \begin{bmatrix} \varepsilon_r & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_r & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{eff}(\omega) \end{bmatrix} \quad (5.31)$$

No caso de uma estrutura bidimensional (2D), embora $\vec{E}$ tenha que ser orientado ao longo do eixo dos fios, são possíveis duas direções para $\vec{H}$; o $[\varepsilon]$ é inalterado, mas $\mu_{xx} = \mu_{yy}$ ($\omega_{0m} < \omega < \omega_{mp}$) < 0 e $\mu_{zz} > 0$. Portanto, o tensor para o metamaterial 2D, é dado por [29], [45]:

$$[\mu] = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu_{eff}(\omega) & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{eff}(\omega) & 0 \\ 0 & 0 & \mu_r \end{bmatrix} \quad (5.32)$$

$$[\varepsilon] = \varepsilon_0 \begin{bmatrix} \varepsilon_r & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_r & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{eff}(\omega) \end{bmatrix} \quad (5.33)$$

Capítulo 6

Aplicação do Método da Linha de Transmissão Transversa - LTT

6.1 Introdução

Em relação ao estudo dos circuitos, dispositivos e linhas de transmissão, torna-se necessário a análise dos campos eletromagnéticos principalmente quando esses elementos são de uso efetivo em altas frequências.

Então, foram desenvolvidos os métodos de análise quase-estáticas ou aproximados e os métodos de análise dinâmica ou de onda completa. Os métodos aproximados têm como vantagem a simplificação no desenvolvimento das equações que descrevem o funcionamento do dispositivo bem como uma boa aproximação nos resultados obtidos através da análise quando comparados com os resultados reais, porém muitas vezes torna-se necessário a obtenção de resultados mais precisos sem falar que a partir de certos valores elevados de frequência (>10 GHz) os métodos quase-estáticos tornam-se completamente obsoletos já que os erros apresentados nos resultados são cada vez mais inconcebíveis.

Entre os diversos métodos de onda completa hoje existentes estão: Método da Linha de Transmissão Equivalente - LTE ou Método da Imitância, Método de Galerkin, Método da Linha de Transmissão Transversa. – LTT [66]-[67], etc. Vários métodos se utilizam do recurso matemático de mudança de domínio passando para o domínio espectral como uma boa maneira de simplificar e facilitar a análise da estrutura.

Todos os dispositivos estudados e apresentados neste trabalho foram analisados dinamicamente através do método da Linha de Transmissão Transversa – LTT, que se utiliza de um termo de propagação na direção “y” transversa à direção real de propagação “z” e trata as equações gerais dos campos elétricos e magnéticos como funções de seus componentes E_y e H_y .

Diferentemente de outros métodos de onda completa o Método da Linha de Transmissão Transversa utiliza à direção de propagação “y”, transversa a direção real de propagação “z”. Dessa forma há uma diminuição do tempo computacional quando este método é implementado em alguma linguagem computacional.

6.2 Desenvolvimento dos Campos Transversais

Como exemplos de aplicação, são determinados os campos para a região do substrato metamaterial de uma linha de lâmina bilateral. As equações gerais dos campos são obtidas com a utilização do método LTT [10], a partir das equações de Maxwell:

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega[\mu]\vec{H} \quad (6.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = j\omega[\varepsilon]\vec{E} \quad (6.2)$$

Os vetores campo elétrico e magnético no método LTT são decompostos nas suas três componentes [10],

$$\vec{H} = \vec{H}_y + \vec{H}_t = \vec{H}_x \hat{x} + \vec{H}_y \hat{y} + \vec{H}_z \hat{z} \quad (6.3)$$

$$\vec{E} = \vec{E}_y + \vec{E}_t = \vec{E}_x \hat{x} + \vec{E}_y \hat{y} + \vec{E}_z \hat{z} \quad (6.4)$$

$$\nabla = \nabla_y + \nabla_t = \nabla_t + \frac{\partial}{\partial y} \hat{y} = \frac{\partial}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{y} + \frac{\partial}{\partial z} \hat{z} \quad (6.5)$$

$$\nabla_t = \frac{\partial}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial}{\partial z} \hat{z} = \frac{\partial}{\partial x} \hat{x} - \Gamma \hat{z} \quad (6.6)$$

onde

$$\vec{H}_t = \vec{H}_x + \vec{H}_z - \text{campo magnético na direção transversa} \quad (6.7)$$

$$\vec{E}_t = \vec{E}_x + \vec{E}_z - \text{campo elétrico na direção transversa} \quad (6.8)$$

$$\Gamma = \alpha + j\beta - \text{constante de propagação} \quad (6.9)$$

Para o caso do metamaterial temos que [29],

$$[\mu] = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{bmatrix} \quad (6.10)$$

$$[\varepsilon] = \varepsilon_0 \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad (6.11)$$

Substituindo (6.4) a (6.6) em (6.3)

$$\left(\frac{\partial}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{y} + \frac{\partial}{\partial z} \hat{z} \right) \times (\vec{H}_x \hat{x} + \vec{H}_y \hat{y} + \vec{H}_z \hat{z}) = j\omega \varepsilon_0 \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \vec{E}_x \hat{x} \\ \vec{E}_y \hat{y} \\ \vec{E}_z \hat{z} \end{bmatrix} \quad (6.12)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \vec{H}_y \hat{z} + \frac{\partial}{\partial x} \vec{H}_z (-\hat{y}) + \frac{\partial}{\partial y} \vec{H}_x (-\hat{z}) + \frac{\partial}{\partial y} \vec{H}_z \hat{x} + \frac{\partial}{\partial z} \vec{H}_x \hat{y} + \frac{\partial}{\partial z} \vec{H}_y (-\hat{x}) \\ & = j\omega \left[\varepsilon_0 (\vec{E}_x \varepsilon_{xx} + \vec{E}_y \varepsilon_{yy} + \vec{E}_z \varepsilon_{zz}) \right] \end{aligned} \quad (6.13)$$

Separando os componentes transversais x e z de (6.13), teremos:

$$\frac{\partial}{\partial x} \vec{H}_y \hat{z} + \frac{\partial}{\partial y} \vec{H}_x (-\hat{z}) + \frac{\partial}{\partial y} \vec{H}_z \hat{x} + \frac{\partial}{\partial z} \vec{H}_y (-\hat{x}) = j\omega \left[\varepsilon_0 (\vec{E}_x \varepsilon_{xx} + \vec{E}_z \varepsilon_{zz}) \right] \quad (6.14)$$

Reescrevendo:

$$\left(\frac{\partial}{\partial y} \vec{H}_z \hat{x} - \frac{\partial}{\partial y} \vec{H}_x \hat{z} \right) + \left(\frac{\partial}{\partial x} \vec{H}_y \hat{z} - \frac{\partial}{\partial z} \vec{H}_y \hat{x} \right) = j\omega \left[\varepsilon_0 (\vec{E}_x \varepsilon_{xx} + \vec{E}_z \varepsilon_{zz}) \right] \quad (6.15)$$

Como:

$$\left(\frac{\partial}{\partial y} \vec{H}_z \hat{x} - \frac{\partial}{\partial y} \vec{H}_x \hat{z} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \hat{y} \times \vec{H}_t \quad (6.16)$$

e

$$\left(\frac{\partial}{\partial x} \vec{H}_y \hat{z} - \frac{\partial}{\partial z} \vec{H}_y \hat{x} \right) = \nabla_t \times \vec{H}_y \quad (6.17)$$

Então:

$$\left(\frac{\partial}{\partial y}\hat{y}\times\vec{H}_t\right)+\left(\nabla_t\times\vec{H}_y\right)=j\omega\left[\varepsilon_0\left(\vec{E}_x\varepsilon_{xx}+\vec{E}_z\varepsilon_{zz}\right)\right] \quad (6.18)$$

Assim:

$$\vec{E}_x=\frac{1}{j\omega\varepsilon_0\varepsilon_{xx}}\left(\frac{\partial}{\partial y}\vec{H}_z-\frac{\partial}{\partial z}\vec{H}_y\right) \quad (6.19)$$

e

$$\vec{E}_z=\frac{1}{j\omega\varepsilon_0\varepsilon_{zz}}\left(\frac{\partial}{\partial x}\vec{H}_y-\frac{\partial}{\partial y}\vec{H}_x\right) \quad (6.20)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial x}\hat{x}+\frac{\partial}{\partial y}\hat{y}+\frac{\partial}{\partial z}\hat{z}\right)\times\left(\vec{E}_x\hat{x}+\vec{E}_y\hat{y}+\vec{E}_z\hat{z}\right)=-j\omega\mu_0\begin{bmatrix}\mu_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz}\end{bmatrix}\cdot\begin{bmatrix}\vec{H}_x\hat{x} \\ \vec{H}_y\hat{y} \\ \vec{H}_z\hat{z}\end{bmatrix} \quad (6.21)$$

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial x}\vec{E}_y\hat{z}+\frac{\partial}{\partial x}\vec{E}_z(-\hat{y})+\frac{\partial}{\partial y}\vec{E}_x(-\hat{z})+\frac{\partial}{\partial y}\vec{E}_z\hat{x}+\frac{\partial}{\partial z}\vec{E}_x\hat{y}+\frac{\partial}{\partial z}\vec{E}_y(-\hat{x}) \\ &=j\omega\left[\varepsilon_0\left(\vec{H}_x\mu_{xx}+\vec{H}_y\mu_{yy}+\vec{H}_z\mu_{zz}\right)\right] \end{aligned} \quad (6.22)$$

Separando os componentes transversais x e z de (6.22), teremos:

$$\frac{\partial}{\partial x}\vec{E}_y\hat{z}+\frac{\partial}{\partial y}\vec{E}_x(-\hat{z})+\frac{\partial}{\partial y}\vec{E}_z\hat{x}+\frac{\partial}{\partial z}\vec{E}_y(-\hat{x})=j\omega\left[\varepsilon_0\left(\vec{H}_x\mu_{xx}+\vec{H}_z\mu_{zz}\right)\right] \quad (6.23)$$

reescrevendo,

$$\left(\frac{\partial}{\partial x}\vec{E}_y\hat{z}-\frac{\partial}{\partial z}\vec{E}_y\hat{x}\right)+\left(\frac{\partial}{\partial y}\vec{E}_z\hat{x}-\frac{\partial}{\partial y}\vec{E}_x\hat{z}\right)=j\omega\left[\varepsilon_0\left(\vec{H}_x\mu_{xx}+\vec{H}_z\mu_{zz}\right)\right] \quad (6.24)$$

Como:

$$\left(\frac{\partial}{\partial y} \vec{E}_z \hat{x} - \frac{\partial}{\partial y} \vec{E}_x \hat{z} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \hat{y} \times \vec{E}_t \quad (6.25)$$

e

$$\left(\frac{\partial}{\partial x} \vec{E}_y \hat{z} - \frac{\partial}{\partial z} \vec{E}_y \hat{x} \right) = \nabla_t \times \vec{E}_y \quad (6.26)$$

Então:

$$\left(\frac{\partial}{\partial y} \hat{y} \times \vec{E}_t \right) + (\nabla_t \times \vec{E}_t) = j\omega \left[\varepsilon_0 (\vec{H}_x \mu_{xx} + \vec{H}_z \mu_{zz}) \right] \quad (6.27)$$

Assim:

$$\tilde{H}_x = \frac{j}{\omega \mu_0 \mu_{xx}} \left(\frac{\partial}{\partial y} \tilde{E}_z - \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_y \right) \quad (6.28)$$

e

$$\tilde{H}_z = \frac{j}{\omega \mu_0 \mu_{zz}} \left(\frac{\partial}{\partial x} \tilde{E}_y - \frac{\partial}{\partial y} \tilde{E}_x \right) \quad (6.29)$$

Aplicando a eq.(6.19) em (6.29) temos:

$$\tilde{H}_z = \frac{j}{\omega \mu_0 \mu_{zz}} \left[\frac{\partial}{\partial x} \tilde{E}_y - \frac{\partial}{\partial y} \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_{xx}} \left(\frac{\partial}{\partial y} \tilde{H}_z - \frac{\partial}{\partial z} \tilde{H}_y \right) \right] \quad (6.30)$$

$$\tilde{H}_z = \frac{1}{K_y^2 + K_0^2 \mu_{zz} \varepsilon_{xx}} \left[\alpha_n \omega \varepsilon_0 \varepsilon_{xx} \tilde{E}_y + \frac{\partial^2}{\partial y \partial z} \tilde{H}_y \right] \quad (6.31)$$

E assim,

$$\tilde{H}_z = \frac{1}{K_y^2 + K_0^2 \mu_{zz} \epsilon_{xx}} \left[\alpha_n \omega \epsilon_0 \epsilon_{xx} \tilde{E}_y + \frac{\partial^2}{\partial y \partial z} \tilde{H}_y \right] \quad (6.32)$$

Agora, aplicando a eq. (6.29) em (6.19), temos:

$$\tilde{E}_x = \frac{1}{j \omega \epsilon_0 \epsilon_{xx}} \left\{ \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{j}{\omega \mu_0 \mu_{zz}} \left(\frac{\partial}{\partial x} \tilde{E}_y - \frac{\partial}{\partial y} \tilde{E}_x \right) \right] - \frac{\partial}{\partial z} \tilde{H}_y \right\} \quad (6.33)$$

$$\tilde{E}_x = \frac{1}{K_y^2 + K_0^2 \epsilon_{xx} \mu_{zz}} \left[\frac{\partial^2}{\partial y \partial x} \tilde{E}_y + \beta_k \omega \mu_0 \mu_{zz} \tilde{H}_y \right] \quad (6.34)$$

Manipulando as equações (6.20) e (6.28), temos:

$$\tilde{H}_x = \frac{j}{\omega \mu_0 \mu_{xx}} \left\{ \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{1}{j \omega \epsilon_0 \epsilon_{zz}} \left(\frac{\partial}{\partial x} \tilde{H}_y - \frac{\partial}{\partial y} \tilde{H}_x \right) \right] - \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_y \right\} \quad (6.35)$$

$$\tilde{H}_x = \frac{1}{K_y^2 + K_0^2 \epsilon_{zz} \mu_{xx}} \left(\frac{\partial^2}{\partial y \partial x} \tilde{H}_y - \beta_K \omega \epsilon_0 \epsilon_{zz} \tilde{E}_y \right) \quad (6.36)$$

Por final, aplicando a eq. (6.28) em (6.20), temos:

$$\tilde{E}_z = \frac{1}{j \omega \epsilon_0 \epsilon_{zz}} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \tilde{H}_y - \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{j}{\omega \mu_0 \mu_{xx}} \left(\frac{\partial}{\partial y} \tilde{E}_z - \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_y \right) \right] \right\} \quad (6.37)$$

$$\tilde{E}_z = \frac{1}{K_y^2 + K_0^2 \epsilon_{zz} \mu_{xx}} \left(\frac{\partial^2}{\partial y \partial z} \tilde{E}_y - \alpha_n \omega \mu_0 \mu_{xx} \tilde{H}_y \right) \quad (6.38)$$

Assim, temos as equações de campo elétrico e magnético:

$$\tilde{E}_x = \frac{1}{K_y^2 + K_0^2 \epsilon_{xx} \mu_{zz}} \left(\frac{\partial^2}{\partial y \partial x} \tilde{E}_y + \beta_K \omega \mu_0 \mu_{zz} \tilde{H}_y \right) \quad (6.39)$$

$$\tilde{E}_z = \frac{1}{K_y^2 + K_0^2 \epsilon_{zz} \mu_{xx}} \left(\frac{\partial^2}{\partial y \partial z} \tilde{E}_y - \alpha_n \omega \mu_0 \mu_{xx} \tilde{H}_y \right) \quad (6.40)$$

$$\tilde{H}_x = \frac{1}{K_y^2 + K_0^2 \epsilon_{zz} \mu_{xx}} \left(\frac{\partial^2}{\partial y \partial x} \tilde{H}_y - \beta_k \omega \epsilon_0 \epsilon_{zz} \tilde{E}_y \right) \quad (6.41)$$

$$\tilde{H}_z = \frac{1}{K_y^2 + K_0^2 \mu_{zz} \epsilon_{xx}} \left(\alpha_n \omega \epsilon_0 \epsilon_{xx} \tilde{E}_y + \frac{\partial^2}{\partial y \partial z} \tilde{H}_y \right) \quad (6.42)$$

Onde:

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2} = K_y^2 = \gamma^2 \quad (6.43)$$

$$\gamma^2 = \alpha_n + \beta_k - K_i^2 \quad (6.44)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} = -j\alpha_n \quad (6.45)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} = -j\beta_k \quad (6.46)$$

6.3 Conclusões

As equações gerais dos campos elétricos e magnéticos são equações no domínio espectral que podem ser aplicadas a qualquer dispositivo ou estrutura de transmissão de microondas, inclusive antenas, ou estruturas de ondas milimétricas independente de suas peculiaridades.

Nos capítulos seguintes constantes da presente dissertação serão apresentadas as análises e resultados de estruturas nas quais são aplicadas as referidas equações e⁷⁸

desenvolvidas de acordo com as exigências das mesmas.

Durante a análise efetiva do dispositivo em estudo foram observadas as inúmeras vantagens oferecidas pelo método da Linha de Transmissão Transversa - LTT, sobretudo em relação à simplificação e redução nos cálculos.

Capítulo 7

Análise Geral dos Campos Eletromagnéticos na Antena com Substrato Metamaterial e Patch Supercondutor

7.1 Introdução

A análise através de métodos rigorosos de onda completa se faz necessária para a obtenção de resultados mais exatos e eficientes que se aproximam dos resultados reais.

Partindo das equações de Maxwell, as componentes dos campos elétrico e magnético $\tilde{E}_x, \tilde{E}_z, \tilde{H}_x$ e $\tilde{H}_z$ são escritos em função das componentes $\tilde{E}_y$ e $\tilde{H}_y$ no domínio da transformada de Fourier. Tomando uma solução geral da equação de onda e aplicando as condições de contorno adequadas, são obtidas as constantes envolvidas nesta solução em função do campo elétrico fora da fita e também à equação matricial não homogênea envolvendo as densidades de corrente nas fitas. Aplicando o método dos momentos, as densidades de corrente são expandidas em funções de base e uma equação matricial homogênea é obtida. A solução não trivial gera a equação característica, na qual as raízes permitem a obtenção da frequência de ressonância da antena.

Neste capítulo é apresentada a antena de microfita retangular com substrato metamaterial, a qual é uma modificação da antena retangular.

7.2 Antena de Microfita com Substrato Metamaterial e patch supercondutor

As equações de campo eletromagnético são desenvolvidas para a obtenção da frequência de ressonância da antena de microfita convencional através do método de onda completa LTT e em combinação com este, será utilizado o modelo da Linha de Transmissão para a obtenção do diagrama de irradiação da antena.

A antena é composta por um *patch* de material supercondutor sobre um substrato metamaterial que tem na parte inferior um plano de terra, como ilustrado na Figura 7.1.

Para esta análise, considera-se o material supercondutor muito fino, pois de acordo com as equações de *London* apresentadas no segundo capítulo deste estudo, o material₈₀

supercondutor se apresenta como um dielétrico das mesmas propriedades físicas (Isotrópicos) [3]-[48], necessitando apenas de uma modificação em uma das equações de *Maxwell* [49], [50]. Para o estudo da antena de microfita com fita supercondutora, o efeito do material supercondutor é considerado nas condições de contorno da estrutura.

De acordo com o efeito *Meissner*, o supercondutor é um material diamagnético perfeito. Porém, para o supercondutor do tipo II, ou supercondutor de alta temperatura crítica (T_c), esse efeito não é completo [3]-[48], [49]. Então, existem campos eletromagnéticos no interior do supercondutor, que podem usar a aproximação de que um material supercondutor muito fino se comporta como um dielétrico homogêneo e isotrópico [51].

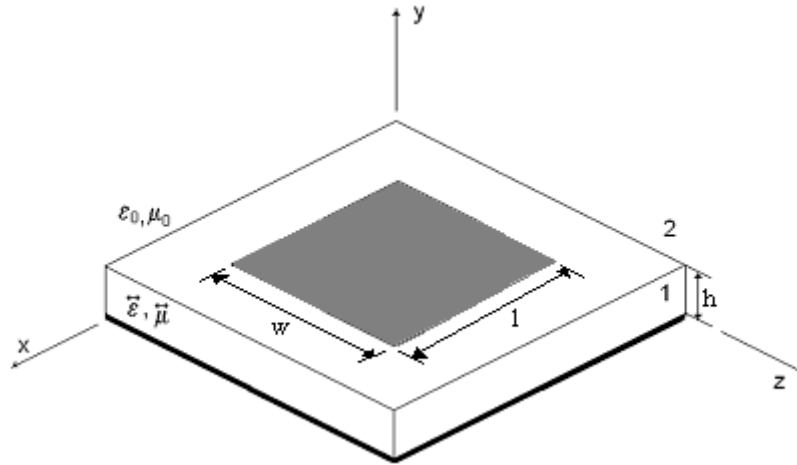


Figura 7.1 – Antena de microfita com substrato metamaterial e patch supercondutor.

7.3 Determinação das Equações de Campos Eletromagnéticos

Nessa seção, são desenvolvidas as soluções das equações de ondas para antena de microfita com substrato metamaterial na região 1. Para região 2 é considerado o espaço livre.

Das equações de Maxwell tem-se:

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega[\mu]\vec{H} \quad (7.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + j\omega[\varepsilon]\vec{E} \quad (7.2)$$

Equações de *London*:

$$\mu\lambda_{e_{ff}}^2(T)\frac{\partial\vec{J}}{a}=\vec{E} \quad (7.3)$$

$$\nabla\times(\lambda_{e_{ff}}^2(T)\vec{J})=-\vec{H} \quad (7.4)$$

Como a densidade de corrente total é devida a três parcelas e conhece-se apenas a densidade de corrente de condução e a de deslocamento, com a utilização das equações acima, se encontra a densidade de corrente de supercondução. A densidade de corrente total é apresentada logo abaixo, podendo-se dizer que existe uma condutividade complexa.

$$\vec{J}=\sigma_n\vec{E}\frac{1}{j\omega\mu\lambda_{e_{ff}}^2(T)}\vec{E} \quad (7.5)$$

$$\vec{J}=\sigma_2\vec{E} \quad (7.6)$$

sendo:

$$\sigma_i=\sigma_n+\frac{1}{j\omega\mu\lambda_{\sigma}^2(T)} \quad (7.7)$$

Um material dielétrico (isolante) possui uma baixa condutividade e certa permissividade relativa finita. Já um material condutor possui uma altíssima condutividade e uma baixíssima permissividade relativa. Se forem analisados casos extremos, o material dielétrico, neste caso hiper dielétrico, possuiria uma condutividade inexistente e uma permissividade relativa que tenderia a infinito. Já um material condutor, neste caso perfeito, possuiria uma condutividade tendendo ao infinito e uma permissividade relativa nula. Em ambos os casos, para que as equações de Maxwell sejam válidas nas condições de contorno, os efeitos do campo elétrico se anulam para contrabalançar esses extremos. No caso do supercondutor, a condutividade é finita e a permissividade relativa tende a infinito. Porém, como os efeitos do campo elétrico se anulam, para que nas condições de contorno as equações de Maxwell sejam válidas, pode-se considerar que ao invés do campo elétrico se anular, quem se anula é a permissividade relativa. Isso não retira a legitimidade da aproximação.

Analisando a Figura 7.3, evidencia-se que o material supercondutor é o simétrico do material dielétrico. Por isso, alguns autores chamam o supercondutor de “dielétrico”⁸²

negativo”. A partir do que foi exposto, a equação (6.34) se reduz à equação apresentada abaixo [49]:

$$\nabla \times \vec{H} = j\omega \epsilon_s^* \vec{E} \quad (7.8)$$

Então, considera-se que o material supercondutor possui uma permissividade complexa negativa, nessa região é dada por:

$$\epsilon_s^* = \frac{\sigma_s}{j\omega} = \frac{\sigma_n}{j\omega} - \frac{1}{\omega^2 \mu \lambda_{eff}^2(T)} = -\frac{1}{\omega^2 \mu \lambda_{eff}^2(T)} - j \frac{\sigma_n}{\omega} \quad (7.9)$$

Para o caso de substrato metamaterial uniaxial:

$$[\mu] = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{bmatrix} \quad (7.10)$$

$$[\epsilon] = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad (7.11)$$

Como as soluções das equações de onda são feitas considerando a direção de propagação, as equações 7.3 e 7.4 se tornam:

$$[\epsilon] = \epsilon_0 \epsilon_{yy} \quad (7.12)$$

$$[\mu] = \mu_0 \mu_{yy} \quad (7.13)$$

Calculando-se o rotacional da eq. 5.1, tem-se:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -j\omega [\mu] \nabla \times \vec{H} \quad (7.14)$$

Substituindo a eq. 5.2 em 5.7,

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = \omega^2 \epsilon_0 \epsilon_{yy} \mu_0 \mu_{yy} \vec{E} \quad (7.15)$$

Assim,

$$\nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = \omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon_{yy} \mu_0 \mu_{yy} \vec{E} \quad (7.16)$$

Como a região é livre de cargas e correntes elétricas, tem-se pelas equações de Maxwell que:

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0 \quad (7.17)$$

logo, pode-se escrever 7.9 como segue,

$$\nabla^2 \vec{E} - \omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon_{yy} \mu_0 \mu_{yy} \vec{E} = 0 \quad (7.18)$$

esta relação é válida para todas as componentes de $\vec{E}$ e, em particular, para E_y , ou seja:

$$\nabla^2 \vec{E}_y - \omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon_{yy} \mu_0 \mu_{yy} \vec{E}_y = 0 \quad (7.19)$$

decompondo o operador ∇^2 , tem-se:

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (7.20)$$

Assim: 7.12 é dada por:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}_y}{\partial z^2} + \omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon_{yy} \mu_0 \mu_{yy} \vec{E}_y = 0 \quad (7.21)$$

Da teoria da transformada de Fourier, tem-se:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}_y}{\partial x^2} = -\alpha_n^2 \vec{E}_y \quad (7.22)$$

$$\frac{\partial^2 \vec{E}_y}{\partial z^2} = -\beta_k^2 \vec{E}_y \quad (7.23)$$

Transformando a equação (7.14) para o domínio da transformada de Fourier, tem-se que:

$$-\alpha_n^2 \vec{E}_y + \frac{\partial^2 \vec{E}_y}{\partial y^2} - \beta_k^2 \vec{E}_y + \omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon_{yy} \mu_0 \mu_{yy} \vec{E}_y = 0 \quad (7.24)$$

ou, ainda

$$\frac{\partial^2 \vec{E}_y}{\partial y^2} - (\alpha_n^2 + \beta_k^2 - k^2) \vec{E}_y = 0 \quad (7.25)$$

Onde $k = \omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon_{yy} \mu_0 \mu_{yy} \vec{E}_y$

Logo,

$$\frac{\partial^2 \vec{E}_y}{\partial y^2} - \gamma^2 \vec{E}_y = 0 \quad (7.26)$$

Onde: $\gamma^2 = \alpha_n^2 + \beta_k^2 - k^2$

A equação 7.19 é a equação de onda para $\vec{E}_y$. De maneira análoga, mostra-se que:

$$\frac{\partial^2 \vec{H}_y}{\partial y^2} - \gamma^2 \vec{H}_y = 0 \quad (7.27)$$

As soluções das equações dos campos em y para as duas regiões da estrutura em estudo (onde a região 1 representa a ressonância e a região 2 a propagação através do ar), através das equações de onda de Helmholtz, são dadas por:

Região 1:

$$\tilde{E}_{y_1} = A_{1e} \cosh(\gamma_1 y) \quad (7.28)$$

$$\tilde{H}_{y_1} = A_{1h} \sinh(\gamma_1 y) \quad (7.29)$$

Região 2:

$$\tilde{E}_{y_2} = A_{2e} e^{-\gamma_2(y-h)} \quad (7.30)$$

$$\tilde{H}_{y_2} = A_{2h} e^{-\gamma_2(y-h)} \quad (7.31)$$

Substituindo as componentes em $\mathbf{y}$ (7.21) – (7.24) nas equações (6.43) – (6.46) obtêm-se as demais componentes dos campos elétricos e magnéticos para as duas regiões da estrutura:

Região 1:

$$\tilde{E}_{x1} = \frac{-j}{\gamma_1^2 + K_0^2 \epsilon_{xx} \mu_{zz}} (\alpha_n \gamma_1 A_{1e} \cosh(\gamma_1 y) + j \beta_k \omega \mu_{zz} A_{1h} \sinh(\gamma_1 y)) \quad (7.32)$$

$$\tilde{E}_{z1} = \frac{-j}{\gamma_1^2 + K_0^2 \epsilon_{zz} \mu_{xx}} (\beta_k \gamma_1 A_{1e} \cosh(\gamma_1 y) - j \alpha_n \omega \mu_0 \mu_{xx} A_{1h} \sinh(\gamma_1 y)) \quad (7.33)$$

$$\tilde{H}_{x1} = \frac{-j}{\gamma_1^2 + K_0^2 \epsilon_{zz} \mu_{xx}} (\alpha_n \gamma_1 A_{1h} \cosh(\gamma_1 y) - j \beta_k \omega \epsilon_0 \epsilon_{zz} A_{1e} \sinh(\gamma_1 y)) \quad (7.34)$$

$$\tilde{H}_{z1} = \frac{-j}{\gamma_1^2 + K_0^2 \epsilon_{xx} \mu_{zz}} (j \alpha_n \omega \epsilon_0 \epsilon_{xx} A_{1e} \cosh(\gamma_1 y) + \beta_k \gamma_1 A_{1h} \sinh(\gamma_1 y)) \quad (7.35)$$

Região 2

$$\tilde{E}_{x2} = \frac{1}{\gamma_2^2 + k_2^2} [j \alpha_n \gamma_2 A_{2e} e^{-\gamma_2(y-h)} + \omega \mu \beta_k A_{2h} e^{-\gamma_2(y-h)}] \quad (7.36)$$

$$\tilde{E}_{z2} = \frac{1}{\gamma_2^2 + k_2^2} [j \beta_k \gamma_2 A_{2e} e^{-\gamma_2(y-h)} - \omega \mu \alpha_n A_{2h} e^{-\gamma_2(y-h)}] \quad (7.37)$$

$$\tilde{H}_{x2} = \frac{1}{\gamma_2^2 + k_2^2} [j \alpha_n \gamma_2 A_{2h} e^{-\gamma_2(y-h)} - \omega \epsilon_2 \beta_k A_{2e} e^{-\gamma_2(y-h)}] \quad (7.38)$$

$$\tilde{H}_{z2} = \frac{1}{\gamma_2^2 + k_2^2} \left[j\beta_k \gamma_2 A_{2h} e^{-\gamma_2(y-h)} + \omega \varepsilon_2 \alpha_n A_{2e} e^{-\gamma_2(y-h)} \right] \quad (7.39)$$

As constantes dos campos elétricos e magnéticos (A_{1e} , A_{1h} , A_{2e} e A_{2h}) são obtidas através da aplicação das condições de contorno da estrutura na direção y . As condições de contorno são dadas por [9], [52]:

- Os campos elétricos tangentes às paredes elétricas são iguais a zero ($\tilde{E}_t = 0$);
- Os campos eletromagnéticos no infinito tendem a zero;
- Os campos eletromagnéticos tangenciais as interfaces dielétrico-dielétrico são iguais ($\tilde{E}_{ti} = \tilde{E}_{tj}$ e $\tilde{H}_{ti} = \tilde{H}_{tj}$);
- Os campos elétricos tangentes a uma interface dielétrico-dielétrico que possua fitas metálicas são iguais aos campos elétricos a essa interface ($\tilde{E}_{ti} = \tilde{E}_{tj} = \tilde{E}_{fita}$).

A aplicação destas condições de contorno gera um sistema de equações, no qual a quantidade de equações e de incógnitas é igual a 4 vezes a quantidade de regiões dielétricas consideradas para a estrutura em estudo. A resolução deste sistema não homogêneo de equações fornece os valores das constantes dos campos elétricos e magnéticos.

Aplicando as condições de contorno à estrutura em estudo, têm-se:

Em $y = h$

$$\tilde{E}_{x1} = \tilde{E}_{x2} = \tilde{E}_{xh} \quad (7.40)$$

$$\tilde{E}_{z1} = \tilde{E}_{z2} = \tilde{E}_{zh} \quad (7.41)$$

Com a aplicação destas condições de contorno, as constantes dos campos elétricos e magnéticos são obtidas em função dos campos elétricos tangenciais $\tilde{E}_{xh}$ e $\tilde{E}_{zh}$:

$$A_{1h} = \frac{\beta_k \tilde{E}_{xh1} (\gamma_1^2 + K_0^2 \varepsilon_{xx} \mu_{zz}) - \alpha_n \tilde{E}_{zh1} (\gamma_1^2 + K_0^2 \varepsilon_{zz} \mu_{xx})}{\omega \mu_0 \sinh(\gamma_1 y) (\alpha_n^2 \mu_{xx} + \beta_k^2 \mu_{zz})} \quad (7.42)$$

$$A_{1e} = \frac{-j\mu_{zz}\beta_k\tilde{E}_{zh1}(\gamma_1^2 + K_0^2\varepsilon_{zz}\mu_{xx}) - j\mu_{xx}\alpha_n\tilde{E}_{xh1}(\gamma_1^2 + K_0^2\varepsilon_{xx}\mu_{zz})}{\gamma_1 \sinh(\gamma_1 y)(\beta_k^2\mu_{zz} - \alpha_n^2\mu_{xx})} \quad (7.43)$$

$$A_{2e} = \frac{-j(\alpha_n\tilde{E}_{xh} + \beta_k\tilde{E}_{zh})}{\gamma_2} \quad (7.44)$$

$$A_{2h} = \frac{(\beta_k\tilde{E}_{xh} - \alpha_n\tilde{E}_{zh})}{\omega\mu_0} \quad (7.45)$$

Após a obtenção das constantes dos campos, é aplicada a condição de contorno magnética, na interface onde se localiza a fita condutora. A condição de contorno utilizada é apresentada abaixo [9], [53]:

$$\tilde{H}_{x1} - \tilde{H}_{x2} = \tilde{J}_{zh} \quad (7.46)$$

$$\tilde{H}_{z1} - \tilde{H}_{z2} = -\tilde{J}_{xh} \quad (7.47)$$

A aplicação das condições de contorno (7.39) e (7.40), pode ser escrita na forma matricial, gerando uma matriz que relaciona os campos elétricos tangenciais à interface da fita e às densidades de corrente tangenciais. Essa matriz é chamada de matriz admitância ou impedância, dependendo da forma como a equação matricial é representada. A matriz admitância e a matriz impedância são representadas abaixo [9], [54]

$$[Y] \cdot [\tilde{E}] = [\tilde{J}] \quad (7.48)$$

$$[Z] \cdot [\tilde{J}] = [\tilde{E}] \quad (7.49)$$

Onde: $[Y]$ é a matriz admitância, $[Z]$ é a matriz impedância, $[\tilde{J}]$ é o vetor da densidade de corrente na fita condutora e $[\tilde{E}]$ é o vetor campo elétrico tangencial à interface da fita.

Sendo a matriz impedância o inverso da admitância e vice-versa, ou seja, $[Z] = [Y]^{-1}$ e a matriz impedância uma matriz simétrica, a sua inversa $[Z]$ também é, então $Y_{ij} = Y_{ji}$ [6], [40].

Então, analisando as condições de contorno magnéticas (7.39) e (7.40), conclui-se que o sistema de equações obtido é o (7.41), desta forma para a obtenção do sistema de equações (7.42), apropriado para a microfita, é necessária a inversão da matriz admitância, ou seja, deve-se utilizar a matriz impedância.

Substituindo as constantes dos campos em função dos campos elétricos tangenciais (7.35) - (7.38) nas condições de contorno magnéticas (7.40) e (7.41) e após algumas manipulações algébricas obtém-se a matriz admitância, como pode ser observado em (7.43) e (7.44) [9], [55]:

$$Y_{xx}\tilde{E}_{xh} + Y_{xz}\tilde{E}_{zh} = \tilde{J}_{xh} \quad (7.50)$$

$$Y_{zx}\tilde{E}_{xh} + Y_{zz}\tilde{E}_{zh} = \tilde{J}_{zh} \quad (7.51)$$

Ou na forma matricial:

$$\begin{bmatrix} Y_{xx} & Y_{xz} \\ Y_{zx} & Y_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{E}_{xh} \\ \tilde{E}_{zh} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{J}_{xh} \\ \tilde{J}_{zh} \end{bmatrix} \quad (7.52)$$

os elementos desta matriz podem ser observados de (7.46) a (7.49):

$$Y_{xx} = \frac{j}{\gamma_1\gamma_2\varpi\mu_0} \left[\frac{\gamma_2 \cot gh(\gamma_1 h)(k_0^2 \varepsilon_{xx} \mu_{xx} \alpha_n^2 - \beta_k^2 \gamma_1^2)}{(\beta_k^2 \mu_{zz} + \alpha_n^2 \mu_{xx})} + \gamma_1(k_2^2 - \beta_k^2) \right] \quad (7.53)$$

$$Y_{xz} = \frac{j\alpha_n\beta_k}{\gamma_1\gamma_2\varpi\mu_0} \left[\frac{\gamma_2 \cot gh(\gamma_1 h)(k_0^2 \varepsilon_{zz} \mu_{xx} + \gamma_1)}{(\beta_k^2 \mu_{zz} + \alpha_n^2 \mu_{xx})} + \gamma_1 \right] \quad (7.54)$$

$$Y_{zx} = \frac{-j\alpha_n\beta_k}{\gamma_1\gamma_2\varpi\mu_0} \left[\frac{\gamma_2 \cot gh(\gamma_1 h)(k_0^2 \varepsilon_{xx} \mu_{zz} + \gamma_1)}{(\beta_k^2 \mu_{zz} + \alpha_n^2 \mu_{xx})} + \gamma_1 \right] \quad (7.55)$$

$$Y_{zz} = \frac{-j}{\gamma_1\gamma_2\varpi\mu_0} \left[\frac{\gamma_2 \cot gh(\gamma_1 h)(\alpha_n^2 \gamma_1^2 - \beta_k^2 k_0^2 \varepsilon_{xx} \mu_{xx})}{(\beta_k^2 \mu_{zz} + \alpha_n^2 \mu_{xx})} + \gamma_1(\alpha_n^2 - k_2^2) \right] \quad (7.56)$$

É importante ressaltar que a inversão matricial só é possível se as matrizes admitância e impedância forem simétricas, isto é, sendo $[Y]$ a inversa de $[Z]$, então $[Z]$ é a inversa de $[Y]$ (7.57):

$$\begin{bmatrix} Z_{xx} & Z_{xz} \\ Z_{zx} & Z_{zz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{xx} & Y_{xz} \\ Y_{zx} & Y_{zz} \end{bmatrix}^{-1} \quad (7.57)$$

Assim, obtêm-se a equação matricial da impedância $[Z]$ em função das densidades de corrente $[\tilde{J}]$.

$$\begin{bmatrix} Z_{xx} & Z_{xz} \\ Z_{zx} & Z_{zz} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \tilde{J}_{xh} \\ \tilde{J}_{zh} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{E}_{xh} \\ \tilde{E}_{zh} \end{bmatrix} \quad (7.58)$$

na qual os termos Z_{xx} , Z_{xz} , Z_{zx} , Z_{zz} são as componentes da função diádica de Green da estrutura em estudo.

A inclusão da fita supercondutora é feita utilizando-se a condição de contorno complexa resistiva. Esta condição de contorno relaciona o campo elétrico dentro da fita supercondutora com a densidade de corrente, através de impedância de superfície.

$$\vec{E}_T = \vec{Z}_S \vec{J}_T \quad (7.59)$$

Sendo $\vec{E}_T$ e $\vec{J}_T$ o campo elétrico e a densidade de corrente tangenciais à fita supercondutora, respectivamente, e Z_S é a impedância de superfície, definida por:

$$\vec{Z}_S = \frac{1}{\sigma_{s2} t_2} \quad (7.60)$$

sendo σ_{s2} a condutividade da fita supercondutora e “ t_2 ” a espessura da fita. Após a aplicação das condições de contorno obtém-se:

$$\begin{bmatrix} Z_{xx} - Z_S & Z_{xz} \\ Z_{zx} & Z_{zz} - Z_S \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{J}_{xh} \\ \vec{J}_{zh} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \vec{E}_{xh} \\ \vec{E}_{zh} \end{bmatrix} \quad (7.61)$$

7.4 Expansão das Densidades de Corrente em Termos de Funções de Base

O método de Galerkin é um caso particular do método dos momentos, onde asgo

funções de peso são consideradas iguais às funções de expansão ou funções de base [55]. Assim, efetua-se o produto interno da equação matricial da impedância pelos conjugados das funções de base como será abordado mais adiante. Esse método é usado com eficiência na análise de estruturas planares na faixa de frequências de micro-ondas e ondas milimétricas. Para sua aplicação à estrutura em estudo, são definidas funções de base que devem representar as características físicas das distribuições de corrente na fita condutora. A escolha dessas funções é de fundamental importância para a expansão dos campos elétricos tangenciais à interface da fita condutora ou para a expansão das densidades de corrente que existem na superfície da fita condutora. Logo, condicionam a estabilidade e convergência do método dos momentos [56]. A escolha das funções de base deve ser tal, que obedeçam às condições de contorno da estrutura [56]. No estudo de estruturas de microfita, tanto os campos elétricos quanto as densidades de corrente podem ser expandidos em funções de base. Como existe campo elétrico apenas fora da fita condutora, seria necessário utilizar-se de mais funções de base do que para o caso da expansão das densidades de corrente, pois a área que contém os campos (fora da fita condutora) é muito maior do que a área que contém as densidades de corrente (superfície da fita), assim é preferível expandir as densidades de corrente (que estão presentes apenas na fita condutora), pois, utilizam-se menos funções de base.

Ao se obter a equação (7.58), aplicam-se as funções de base adequadas para aproximar os valores das densidades de corrente à forma da função real, conforme apresentado por:

$$\tilde{J}_{xh}(x, z) = \sum_{i=1}^M a_{xi} f_{xi}(x, z) \quad (7.62)$$

e

$$\tilde{J}_{zh}(x, z) = \sum_{i=1}^N a_{zi} f_{zi}(x, z) \quad (7.63)$$

Onde: M e N são números inteiros e positivos que podem ser feitos iguais a 1 (um) mantendo os resultados com uma ótima aproximação dos resultados reais.

Fazendo-se a aproximação $M = N = 1$ e calculando a dupla transformada de Fourier conforme definida em [42] as equações (7.52) e (7.53) tomam a seguinte forma:

$$\tilde{J}_{xh}(\alpha_n, \beta_k) = a_x \tilde{f}_x(\alpha_n, \beta_k) \quad (7.64)$$

$$\tilde{J}_{zh}(\alpha_n, \beta_k) = a_z \tilde{f}_z(\alpha_n, \beta_k) \quad (7.65)$$

Os termos a_x e a_z são constantes desconhecidas.

Para este trabalho foram utilizadas duas funções de bases nas direções cartesianas x e z . As suas escolhas basearam-se em trabalhos anteriores, onde foram comprovadas as suas funcionalidades [9]. E são definidas por:

- Para a direção z :

$$f_z(x, z) = f_z(x) \cdot f_z(z) \quad (7.66)$$

Com

$$f_z(x) = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{w}{2}\right)^2 - x^2}} \quad (7.67)$$

e

$$f_z(z) = \cos\left(\frac{\pi z}{l}\right) \quad (7.68)$$

que no domínio espectral são:

Componente espectral da função em Z , variando com a variável espectral α_n

$$\tilde{f}_z(\alpha_n) = \pi \tilde{J}_0\left(\alpha_n \frac{w}{2}\right) \quad (7.69)$$

Componente espectral da função em Z , variando com a variável espectral β_k

$$\tilde{f}_z(\beta_k) = \frac{2\pi l \cos\left(\frac{\beta_k l}{2}\right)}{\pi^2 - (\beta_k l)^2} \quad (7.70)$$

sendo as variáveis espectrais α_n e β_k dadas por

$$\alpha_n = \frac{n_x \pi}{b} \quad (7.71)$$

com

$$b = \frac{dB}{2} \quad (7.72)$$

e

$$dB = 15w \quad (7.73)$$

$$\beta_k = \frac{n_z \pi}{dL}, \quad (7.74)$$

Com

$$dL = \frac{L}{2}, \quad (7.75)$$

e

$$L = 15l. \quad (7.76)$$

A combinação dos duas componentes (7.59) e (7.60) resulta na transformada de Fourier de (9.56), como segue:

$$\tilde{f}_z(\alpha_n, \beta_k) = \frac{2\pi^2 l \cos(\beta_k l)}{\pi^2 - (\beta_k l)^2} \cdot \tilde{J}_0\left(\alpha_n \frac{w}{2}\right) \quad (7.77)$$

onde J_0 é a função de Bessel de primeira espécie e ordem zero.

Por se tratar de uma estrutura simétrica foi utilizada a mesma função de base tanto para a direção OX quanto OZ, necessariamente, fazendo as devidas adequações quanto às variáveis espectrais e as dimensões da estrutura. Conforme o supracitado tem-se:

Para a direção OX

$$f_x(x, z) = f_x(x) f_x(z) \quad (7.78)$$

Onde:

$$f_x(z) = \frac{1}{\sqrt{(\frac{l}{2})^2 - z^2}} \quad (7.79)$$

e

$$f_x(x) = \cos\left(\frac{\pi x}{w}\right) \quad (7.80)$$

Que no domínio espectral são:

Componente espectral da função em X, variando com a variável espectral β_k

$$f_x(\beta_k) = \pi J_0\left(\beta_k \frac{l}{2}\right) \quad (7.81)$$

Componente espectral da função em X, variando com a variável espectral α_n

$$f_x(\alpha_n) = \frac{2\pi \cos\left(\frac{\alpha_n w}{2}\right)}{\pi^2 - (\alpha_n w)^2}, \quad (7.82)$$

A combinação dos dois componentes (7.71) e (7.72) resulta na transformada de Fourier de (7.68), com abaixo:

$$f_x(\alpha_n, \beta_k) = \frac{2\pi^2 w \cos\left(\frac{\alpha_n w}{2}\right)}{\pi^2 - (\alpha_n w)^2} J_0\left(\beta_k \frac{l}{2}\right) \quad (7.83)$$

onde J_0 é a função de Bessel de primeira espécie de ordem zero.

Aplicando-se o produto interno do sistema de equações com uma função teste existente apenas na região da fita, de acordo com o método de Galerkin que utiliza uma função teste igual à função de base da densidade de corrente. Como a função teste existe em uma região complementar à função de base do campo elétrico, este produto interno é nulo, fazendo com que o sistema de equações se torne homogêneo.

$$\begin{bmatrix} K_{xx} & K_{xz} \\ K_{zx} & K_{zz} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a_x \\ a_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (7.84)$$

Onde cada elemento da matriz [K] é representado abaixo:

$$K_{xx} = \sum_{-\infty}^{\infty} \vec{f}_x (Z_{xx} - Z_s) \cdot \vec{f}_x^* \quad (7.85)$$

$$K_{xx} = \sum_{-\infty}^{\infty} \vec{f}_z Z_{xx} \cdot \vec{f}_x^* \quad (7.86)$$

$$K_{zx} = \sum_{-\infty}^{\infty} \vec{f}_x Z_{zx} \cdot \vec{f}_z^* \quad (7.87)$$

$$K_{zz} = \sum_{-\infty}^{\infty} \vec{f}_z (Z_{zz} - Z_s) \cdot \vec{f}_z^* \quad (7.88)$$

O determinante da matriz de parâmetros K da equação (6.73) deve ser nulo para que o mesmo sistema tenha uma solução não-trivial. A equação formada por este determinante fornece uma raiz que é a *Frequência Complexa de Ressonância*.

7.5 Cálculo do Diagrama de Radiação no Plano-E e Plano-H

Uma antena de microfita possui um campo distante que pode ser descrito como [57]:

$$\vec{E}(r) = \frac{jk}{2\pi r} e^{-jkr} \left\{ E_x(\alpha, \beta) \sin\phi \hat{a}_\theta + [E_z(\alpha, \beta) \cos\phi + E_x(\alpha, \beta) \sin\theta] \hat{a}_\phi \right\} \quad (7.89)$$

Sendo os campos E_θ e E_ϕ podendo ser representado por:

$$E_\theta = \vec{E}_z(\alpha, \beta) \sin\phi \quad (7.90)$$

$$E_\phi = \vec{E}_z(\alpha, \beta) \cos\theta \cos\phi + \vec{E}_x(\alpha, \beta) \sin\theta \quad (7.91)$$

e sendo as variáveis espectrais dadas por $\alpha = k \sin\theta \cos\phi$ e $\beta = k \cos\theta$.

O plano-E é obtido quando fazemos $\phi = \pi/2$, resultando em [57], [58]:

$$E_\theta \propto \sum \alpha_z \vec{f}_z(0, k \cos\theta) Z_{zz}(0, k \cos\theta) \quad (7.92)$$

$$E_{\phi} = 0 \quad (7.93)$$

O plano-H é obtido
fazendo-se $\theta = \pi/2$ [57],
[24]:

$$E_{\theta} \propto \sin \phi \sum \alpha_z \vec{f}_z(k \cos \phi, 0) Z_{zz}(k \cos \phi, 0) \quad (7.94)$$

$$E_{\phi} = 0 \quad (7.95)$$

Os diagramas de radiação do arranjo linear para o plano-H e plano-E são determinados, respectivamente, por:

$$E(\theta) = F(\theta) \times FA \quad (7.96)$$

$$E(\phi) = F(\phi) \times FA \quad (7.97)$$

O arranjo de antenas é um conjunto de elementos irradiantes cujo padrão de irradiação total depende da combinação do campo de cada antena

Sendo que a equação do fator de arranjo (FA) para o arranjo linear foi definida no Capítulo 8 pela equação (8.9). Para os arranjos planares utilizou-se a equação (8.29) do fator de arranjo, também definida no Capítulo 8.

7.6 Conclusões

O estudo apresentado neste capítulo sobre o Antena de Microfita sobre Substrato Metamaterial e Patch Supercondutor retrata uma análise dinâmica da estrutura através do método LTT, que a partir das equações de Maxwell chega-se às equações gerais dos campos eletromagnéticos, permitindo o cálculo da frequência de ressonância complexa.

Para a obtenção efetiva dos resultados propostos, foi escrito um programa computacional na linguagem FORTRAN, que através do método numérico de NEWTON RAPHSON consegue chegar à raiz da equação característica a partir de uma aproximação inicial.

As principais vantagens e contribuições do presente trabalho são a utilização de

um método de onda completa para o cálculo da frequência de ressonância de uma antena de *patch* retangular com substrato bianisotrópico, já que se trata de uma estrutura nova, ainda não caracterizada na literatura. Além de fornecer os campos eletromagnéticos tangenciais à fita essencial ao cálculo dos campos distantes da antena. O programa desenvolvido oferece o potencial para projetar antenas de alto desempenho e com largo grau de liberdade de projeto, pois os parâmetros μ e ϵ podem assumir qualquer valor.

Capítulo 8

Arranjos de Antenas

8.1 Introdução

Um arranjo de fase de antenas é constituído por um número limitado de antenas idênticas e associa os sinais induzidos nessas antenas para formar a saída do arranjo. Cada antena do arranjo recebe o nome de elemento do arranjo. A direção onde o ganho do arranjo será o máximo possível é controlada pelo ajuste da fase do sinal nos diferentes elementos. A fase induzida nos vários elementos é ajustada de forma que os sinais em uma determinada direção, na qual se deseja máximo ganho, são somados em fase. Isso resulta em um ganho do arranjo, que é aproximadamente a soma dos ganhos individuais dos elementos naquela direção.

Em estruturas simples (apenas um elemento radiador), verifica-se que certas características como: ganho, diretividade e largura de feixe de meia-potência nem sempre são adequadas para aplicações práticas. Alternativamente, usa-se arranjos para solucionar tais problemas. Aplicações de arranjos de antenas de microfita usando material supercondutor, também são empregadas na aplicação de sistemas de comunicação por satélite, por exemplo [59].

Neste capítulo serão descritos os arranjos de fase em configurações geométricas lineares e planares. No arranjo linear seus elementos radiadores estão dispostos ao longo de uma linha, enquanto que, no arranjo planar seus elementos estão dispostos em uma malha retangular. Em todos os casos os elementos são constituídos do mesmo material e possuem espaçamento constante entre os elementos adjacentes.

8.2 Arranjos Lineares

Conforme a Figura 8.1, verifica-se um arranjo linear de N elementos em um campo distante de fontes isotrópicas ao longo do eixo “z”. O fator de arranjo pode ser obtido considerando os elementos como uma fonte pontual, sendo determinado por [60], [61]:

$$FA = 1 + e^{+j(kd \cos \theta + \beta)} + e^{+j2(kd \cos \theta + \beta)} + \dots + e^{+j(N-1)(kd \cos \theta + \beta)} \quad (8.1)$$

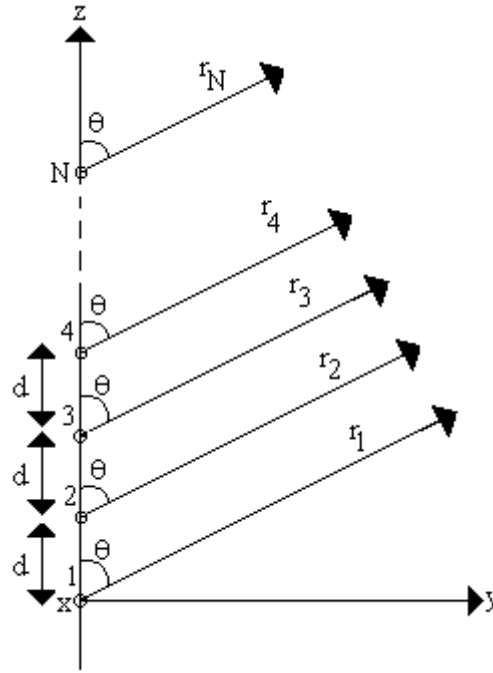


Figura 8.1 - Geometria de um arranjo linear de N elementos.

Com manipulação algébrica obtém-se:

$$FA = \sum_{n=1}^N e^{j(n-1)(kd \cos \theta + \beta)} \quad (8.2)$$

onde (8.2) pode ser reescrito como:

$$FA = \sum_{n=1}^N e^{j(n-1)\psi} \quad (8.3)$$

sendo:

$$\psi = kd \cos \theta + \beta \quad (8.4)$$

Multiplicando-se ambos os lados da equação (8.3) por $e^{j\psi}$, obtém-se:

$$FA \cdot e^{j\psi} = e^{j\psi} + e^{j2\psi} + e^{j3\psi} + \dots + e^{j(N-1)\psi} + e^{jN\psi} \quad (8.5)$$

Subtraindo-se (5.3) de (5.5), obtém-se:

$$FA \cdot (1 - e^{j\psi}) = (1 - e^{jN\psi}) \quad (8.6)$$

logo, a equação anterior pode ser reescrita como:

$$FA = \left[\frac{e^{jn\psi} - 1}{e^{j\psi} - 1} \right] = e^{j \left[\frac{(N-1)}{2} \right] \psi} \left[\frac{e^{j(N/2)\psi} - e^{-j(N/2)\psi}}{e^{j(1/2)\psi} - e^{-j(1/2)\psi}} \right] \quad (8.7)$$

$$FA = e^{j \left[\frac{(N-1)}{2} \right] \psi} \left[\frac{\text{sen} \left(\frac{N}{2} \psi \right)}{\text{sen} \left(\frac{1}{2} \psi \right)} \right] \quad (8.8)$$

Se for tomado como referência um ponto localizado no centro físico do arranjo, o fator de arranjo pode ser reduzido para:

$$FA = \left[\frac{\text{sen} \left(\frac{N}{2} \psi \right)}{\text{sen} \left(\frac{1}{2} \psi \right)} \right] \quad (8.9)$$

Para valores pequenos de ψ , obtém-se:

$$FA = \left[\frac{\text{sen} \left(\frac{N}{2} \psi \right)}{\left(\frac{\psi}{2} \right)} \right] \quad (8.10)$$

Realizando-se uma normalização em relação ao número máximo de elementos do arranjo, as equações (8.9) e (8.10) podem ser apresentadas da seguinte forma:

$$FA_n = \frac{1}{N} \left[\frac{\text{sen} \left(\frac{N}{2} \psi \right)}{\text{sen} \left(\frac{1}{2} \psi \right)} \right] \quad (8.11)$$

e

$$FA_n = \left[\frac{\text{sen} \left(\frac{N}{2} \psi \right)}{\left(\frac{N}{2} \right)} \right] \quad (8.12)$$

8.2.1 Fase e Espaçamento entre os Elementos em um Arranjo Linear

Em um arranjo de fase, a máxima radiação pode ser orientada em qualquer direção. Assumindo que a máxima radiação do arranjo é necessária para ângulos θ_0 variando de 0° à 180° , a fase de excitação β entre os elementos deve ser ajustada, tal que:

$$\psi = kd \cos(\theta) + \beta \Big|_{\theta=\theta_0} \quad (8.13)$$

resultando em:

$$\beta = -kd \cos \theta_0 \quad (8.14)$$

ou

$$\theta_0 = \cos^{-1} \left(\frac{\beta}{kd} \right) \quad (8.15)$$

A variação da fase β irá mudar θ_0 , causando um deslocamento no feixe. Este mecanismo é a base do arranjo de fase em antenas, como mostra a Figura 8.2. A variação na fase é realizada por deslocadores de fase (*phase shifters*), conectados em cada um dos elementos que compõe o arranjo.

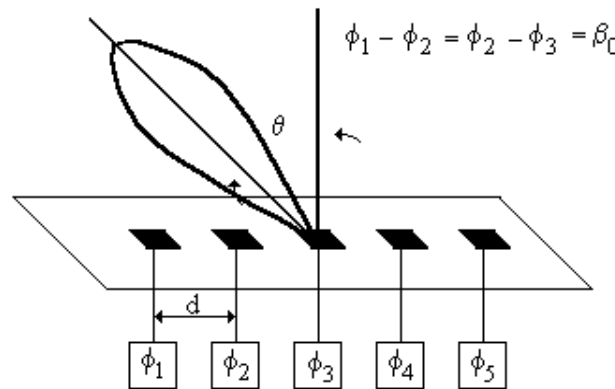


Figura 8.2 - Arranjo de fase em uma antena.

Quando as correntes que alimentam os elementos estão em fase e com igual amplitude, resultará em um feixe na direção *broadside* (arranjo cujos elementos contribuem com campos de igual amplitude e fase), como mostra a Figura 8.3.

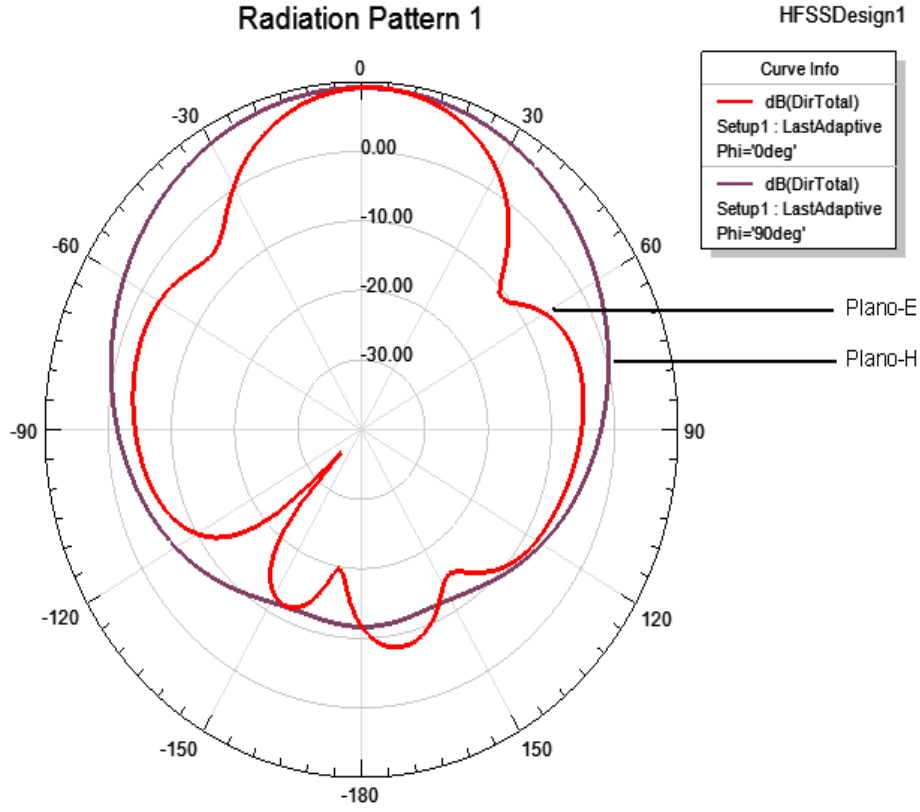


Figura 8.3 - Diagrama do fator de arranjo Linear em duas dimensões com substrato FR-4.

O fator de arranjo da equação (8.2) pode ser escrito em termos da variável $v = \cos \theta$:

$$FA(v) = \sum_{n=0}^{N-1} e^{jnk d(v-v_0)} \quad (8.16)$$

onde a direção de maior radiação v_0 é relacionada com a diferença de fase $\Delta\psi$ por $\Delta\psi = -kdv_0$.

$FA(v)$ e $FA(\theta)$ são relacionados ponto-a-ponto na região $|v| \leq 1$, que é referida como a região visível do espaço correspondente a ângulos reais de θ . Também se nota que $FA(v)$ é uma função periódica de v de período [62]:

$$\frac{2\pi}{kd} = \frac{1}{d/\lambda} = \frac{\lambda}{d} \quad (8.17)$$

e que a equação (8.16) está na forma da representação da série de *Fourier*. O máximo de $FA(v)$ ocorre sempre que o argumento da equação (8.16) é múltiplo de $2i\pi$;

$$kd(v - v_0) = 2i\pi \quad (8.18)$$

ou

$$v_i - v_0 = \frac{i}{d/\lambda} \quad (8.19)$$

Sendo $i = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$,

Quando $v_i = v_0$ ou $i = 0$ ocorre, o máximo geralmente refere-se como lóbulo principal e os outros máximos são conhecidos como lóbulos secundários. No projeto de arranjos de fase, é necessário que os lóbulos secundários sejam eliminados ou minimizados. Este lóbulo reduz a potência do lóbulo principal, diminuindo o ganho da antena. O espaçamento d entre os elementos deve ser escolhido de forma a evitar lóbulos de grade na região visível do espaço. Quando o lóbulo principal está em uma direção v_0 , o lóbulo de grade mais próximo da região visível do espaço é localizado por [61], [35]:

$$v_i = v_0 - \frac{1}{d/\lambda} \quad (8.20)$$

O lóbulo de grade apenas aparecerá no espaço visível quando $v_0 - 1/(d/\lambda) \leq -1$, desta forma o critério para o espaçamento entre os elementos em termos do maior ângulo de radiação $\theta_{\max}$ é [61], [35]:

$$\frac{d}{\lambda} < \frac{1}{1 + \sin|\theta_{0\max}|} \quad (8.21)$$

A Figura 8.4 mostra o diagrama do fator de arranjo linear, para os plano E e H .

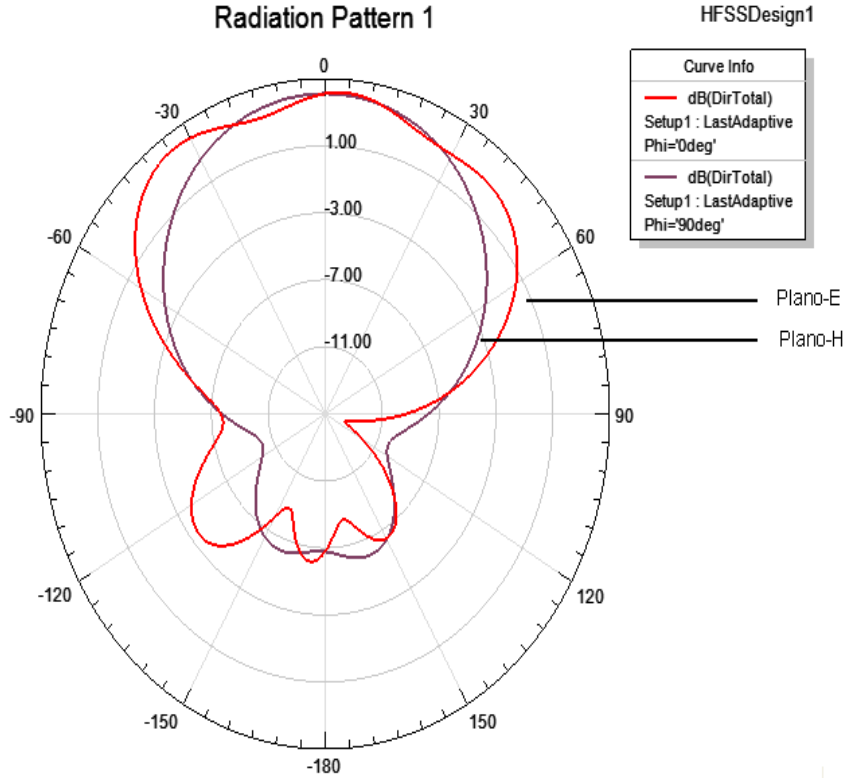


Figura 8.4 - Diagrama do fator de arranjo Linear em duas dimensões com substrato RT- Duroid.

8.3 Arranjo Planar

Para obtermos ângulos de radiação em duas dimensões, deve ser usado um arranjo planar de elementos radiadores. Para uma disposição em um *grid* retangular, o elemento (m,n) -ésimo é localizado por $x_m=md_x$ e $y_n=md_y$. Devido suas características geométricas, os arranjos planares apresentam maiores simetrias em seus campos radiados.

Se M elementos são posicionados ao longo do eixo “x” como ilustrado na Figura 8.5, o fator de arranjo é dado por [60], [61]:

$$FA = \sum_{m=1}^M I_{m1} e^{j(m-1)(kd_x \sin\theta \cos\phi + \beta_x)} \quad (8.22)$$

sendo I_{m1} o coeficiente de excitação de cada elemento. O espaçamento e o deslocamento de fase entre os elementos ao longo do eixo “x” são representados, respectivamente, por d_x e β_x .

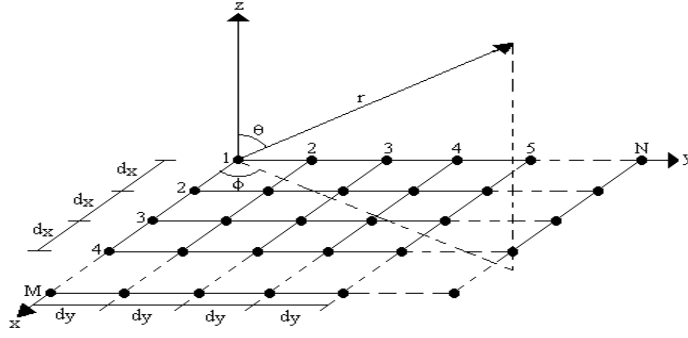


Figura 8.5 - Geometria de um arranjo planar de $N \times M$ elementos.

Conforme a Figura 8.5, observa-se que N elementos são dispostos ao longo do eixo “y”, sendo d_y a distância entre eles e β_y o deslocamento de fase. Desta forma, o fator de arranjo pode ser calculado assumindo o vetor contribuição de cada elemento do arranjo em cada ponto no espaço.

$$FA = \sum_{n=1}^N I_{n1} \left[I_{m1} e^{j(m-1)(kd_x \sin \theta \cos \phi + \beta_x)} \right] e^{j(n-1)(kd_y \sin \theta \cos \phi + \beta_y)} \quad (8.23)$$

ou

$$FA = S_{xm} \times S_{yn} \quad (8.24)$$

Sendo:

$$S_{xm} = \sum_{m=1}^M I_{m1} e^{j(m-1)(kd_x \sin \theta \cos \phi + \beta_x)} \quad (8.25)$$

$$S_{yn} = \sum_{n=1}^N I_{n1} e^{j(n-1)(kd_y \sin \theta \cos \phi + \beta_y)} \quad (8.26)$$

As equações (8.25) e (8.26) mostram que o fator de arranjo de um arranjo planar é o produto dos fatores nas direções “x” e “y”.

Se as amplitudes dos coeficientes de excitação dos elementos do arranjo na direção “y” são proporcionais em relação aqueles na direção “x”, a amplitude do (m,n)-éssimo pode ser escrita como:

$$I_{mn} = I_{m1} \cdot I_{n1} \quad (8.27)$$

Considerando a excitação de amplitude uniforme, a excitação total poderá ser definida por $I_{mn} = I_0$. Logo, o fator de arranjo será expresso como:

$$FA = I_0 \sum_{m=1}^M e^{j(m-1)(kd_x \sin\theta \cos\phi + \beta_x)} \sum_{n=1}^N e^{j(n-1)(kd_y \sin\theta \cos\phi + \beta_y)} \quad (8.28)$$

Normalizando-se (8.28), obtém-se [60]:

$$FA = \left\{ \frac{1}{M} \frac{\sin\left(\frac{M}{2}\psi_x\right)}{\sin\left(\frac{\psi_x}{2}\right)} \right\} \left\{ \frac{1}{N} \frac{\sin\left(\frac{N}{2}\psi_y\right)}{\sin\left(\frac{\psi_y}{2}\right)} \right\} \quad (8.29)$$

sendo:

$$\psi_x = kd_x \sin\theta \cos\phi + \beta_x \quad (8.30)$$

$$\psi_y = kd_y \sin\theta \cos\phi + \beta_y \quad (8.31)$$

8.3.1 Fase e Espaçamento entre os Elementos em um Arranjo Planar

Em um arranjo retangular, o lóbulo principal ($m=n=0$) e os secundários são orientados a partir de:

$$kd_x \sin\theta \cos\phi + \beta_x = \pm 2m\pi \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (8.32)$$

$$kd_y \sin\theta \cos\phi + \beta_y = \pm 2n\pi \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (8.33)$$

As fases β_x e β_y são independentes, ou seja, os seus valores podem ser diferentes. Quando se deseja máxima radiação em uma certa localização $\theta=\theta_0$ e $\phi=\phi_0$, a variação da fase progressiva entre os elementos nas direções “x” e “y” é definida por [60]:

$$\beta_x = -kd_x \sin\theta_0 \cos\phi_0 \quad (8.34)$$

$$\beta_y = -kd_y \sin\theta_0 \cos\phi_0 \quad (8.35)$$

O lóbulo principal e os lóbulos de grade podem ser localizados por:

$$kd_x (\sin\theta \cos\phi - \sin\theta_0 \cos\phi_0) = \pm 2m\pi \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (8.36)$$

$$kd_y (\sin\theta \cos\phi - \sin\theta_0 \cos\phi_0) = \pm 2n\pi \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (8.37)$$

ou:

$$\text{sen}\theta \text{sen}\phi - \text{sen}\theta_0 \cos\phi = \pm \frac{m\lambda}{d_x} \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (8.38)$$

$$\text{sen}\theta \text{sen}\phi - \text{sen}\theta_0 \cos\phi = \pm \frac{n\lambda}{d_y} \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (8.39)$$

Manipulando-se, simultaneamente, as equações (8.38) e (8.39) obtém-se [60]:

$$\phi = \tan^{-1} \left[\frac{\text{sen}\theta_0 \text{sen}\phi_0 \pm \frac{n\lambda}{d_y}}{\text{sen}\theta_0 \cos\phi_0 \pm \frac{m\lambda}{d_x}} \right] \quad (8.40)$$

e

$$\theta = \text{sen}^{-1} \left[\frac{\text{sen}\theta_0 \cos\phi_0 \pm \frac{m\lambda}{d_x}}{\cos\phi} \right] = \text{sen}^{-1} \left[\frac{\text{sen}\theta_0 \text{sen}\phi_0 = \frac{n\lambda}{d_y}}{\text{sen}\phi} \right] \quad (8.41)$$

O número de lóbulos de grade que podem ser projetados no espaço visível depende dos parâmetros d_x / λ e d_y / λ . Para evitar formação de lóbulos de grade no espaço visível, definido por [62]:

$$\cos^2 a_x + \cos^2 a_y = 1 \quad (8.42)$$

sendo:

$$\cos a_x = \text{sen}\theta \cos\phi \quad (8.43)$$

$$\cos a_y = \text{sen}\theta \text{sen}\phi \quad (8.44)$$

O espaçamento entre os elementos d_x / λ e d_y / λ deve ser escolhido de forma que ocorra apenas um máximo do fator de arranjo. Esse ajuste de parâmetro é de forma similar ao apresentado para os arranjos lineares, sendo, portanto definidos por [63], [35]:

$$\frac{d_x}{\lambda} < \frac{1}{1 + \text{sen}\theta_{0\max}} \quad (8.45)$$

$$\frac{d_y}{\lambda} < \frac{1}{1 + \text{sen}\theta_{0\max}} \quad (8.46)$$

Capítulo 9

Resultados

9.1 Introdução

Neste capítulo relatam-se resultados simulados e medidos concernentes a este trabalho. Levando em consideração os conceitos discutidos em capítulos anteriores, fez-se simulações referentes às antenas de microfita sobre substrato metamaterial com patch supercondutor. Realizou-se, no primeiro momento, uma análise numérica e uma investigação experimental para o referido projeto. Tal análise numérica ocorre através do uso do método da Linha de Transmissão Transversa- TTL, fazendo-se uma comparação do dispositivo projetado e, conseqüentemente, da realização de simulações através do uso do software comercial. Com o intuito de validar os resultados obtidos, o protótipo foi construído e medido. O equipamento utilizado nas medições foi o analisador de rede vetorial da *Rohde & Schwarz* marca e modelo ZVB-14 para comparação e validação.

No primeiro momento da concepção deste trabalho foi utilizada uma análise numérica a partir da determinação da frequência de ressonância, sendo esta gerada através do Método LTT, utilizando a ferramenta computacional nas linguagens *Fortran* *PowerStation* e *Matlab 9.0*, este último segundo para elaboração dos gráficos

9.2 Descrição da Antena

9.2.1 Antena Metamaterial com Patch Supercondutor

A Tabela 1 refere-se aos materiais utilizados na simulação da antena de microfita com substrato de metamaterial, com elemento ressoador (*Patch*) na estrutura do substrato retangular, de forma que a antena é excitada por uma linha de alimentação.

Tabela 9.1 - Materiais usados na simulação (soft comercial) com metamaterial (MTM)

Nome	Material
Elemento ressoador	Pec (condutor perfeito)
Linha de alimentação	Pec
SRR (Split Ring Resoator) – anéis partidos	Pec
Fita posterior ao SRR	Pec
Plano de terra	Pec
Caixas distribuidas periodicamente (substrato MTM)	FR4-epoxy ($\varepsilon=4,4$ e $\mu=1$)
1 caixa para simulação do vácuo	Vácuo
1 caixa de radiação	Ar
Alimentação	Linha de alimentação

As Figuras 9.1a e 9.1b ilustram uma antena de microfita com substrato metamaterial e patch supercondutor. Esta antena foi projetada no *software comercial*.

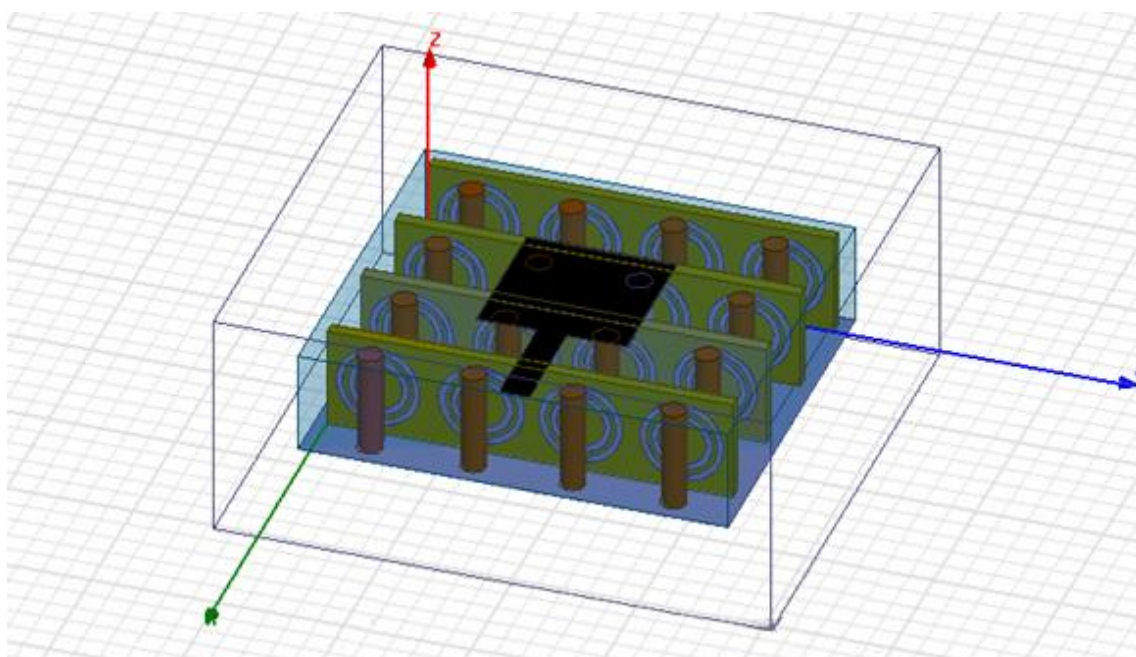


Figura 9.1a - Estrutura da antena de microfita metamaterial com patch supercondutor.

A antena é constituída por um elemento ressoador sobre um substrato dielétrico, tendo na parte inferior um plano de terra, como ilustrado na Figura 9.1b.

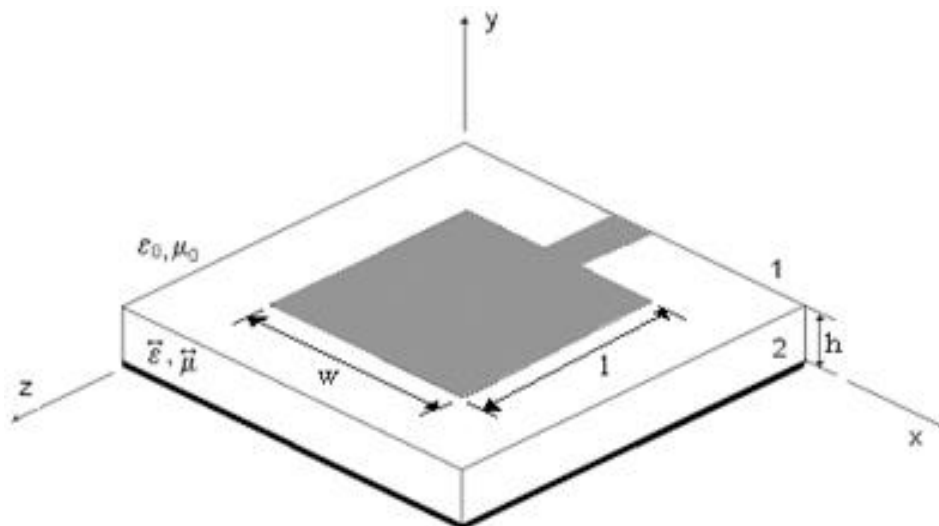


Figura 9.1b - Antena de microfita simulada.

Foram simuladas algumas antenas com substratos e patchs diferentes e, para efeito de comparação, uma simulação de uma antena convencional com substrato de fibra de vidro (FR-4) que possui constante dielétrica $\epsilon_r = 4.4$ e uma com substrato metamaterial, para a mesma frequência de ressonância. As dimensões usadas na antena com substrato metamaterial e patch supercondutor e a antena com substrato FR-4 e patch cobre podem ser vista na Tabela 2 (Marinaldo Sousa, 2014).

Tabela 9.2- Dimensões entre a antena convencional e a metamaterial.

Dimensão (mm)	Antena FR-4	Antena metamaterial com SRR
W	45.5	34
L	42.5	30
W_p	41.5	12
L_p	31.5	12
y_o	9	8
w_o	3.0	2.5
t	1	8

9.3 Resultados Numéricos

Através das expressões matemáticas e de toda a teoria desenvolvida no Capítulo 7, obtiveram-se resultados para a antena de microfita retangular metamaterial com patch supercondutor. Os resultados simulados dos parâmetros analisados são obtidos, usando o *software comercial*, o qual é baseado no método dos elementos finitos.

Em uma etapa posterior realizaram-se as medições com o Matlab. Resultados de

frequência de ressonância e perda de retorno são apresentados.

Na análise, considera-se que os metamateriais, usados como substratos no projeto de antenas de microfita, são caracterizados pelos tensores permissividade elétrica e permeabilidade magnética dados, respectivamente, por [64]:

$$[\mu] = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{bmatrix} \quad (9.1)$$

$$[\varepsilon] = \varepsilon_0 \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad (9.2)$$

A investigação numérica é feita levando-se em consideração as características do metamaterial [65] e do patch supercondutor. Considera-se que os elementos do tensor permissividade assumam valores $\varepsilon_{zz} = \varepsilon_{eff}$ e $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = 1$. De maneira oposta, $\mu_{zz} = 1$ e $\mu_{xx} = \mu_{yy} = \mu_{eff}$ [66]. Portanto, os tensores permissividade e permeabilidade passam a ser definidos, respectivamente, por:

$$[\varepsilon] = \varepsilon_0 \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{eff} \end{bmatrix} \quad (9.3)$$

$$[\mu] = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu_{eff} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{eff} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (9.4)$$

O metamaterial é caracterizado com os tensores dados pelas equações (9.3) e (9.4) com $\varepsilon_{eff} = 10,2$ e $\mu_{eff} = 3,1$.

Com o objetivo de validar a análise realizada no capítulo 7, foram elaborados programas computacionais na linguagem *Fortran*, utilizando essas variações descritas acima como dados de entrada, assim como dados de entrada do *software comercial* e as curvas foram traçadas com a utilização do *software* Matlab[®].

A Figura 9.2 mostra os resultados comparativos entre a frequência de ressonância em função do comprimento da fita condutora, considerando duas temperaturas críticas, 111

sendo as dimensões da antena com substrato metamaterial e *patch* supercondutor, com uma temperatura crítica de 90K a 160K, $h = 2$ cm, $w = 25$ mm e o supercondutor YBCO(Supercondutor cerâmico, baseado no ítrio) e o composto $(\text{Ti4Ba})\text{Ba2Ca2Cu7O}_{13+}$ com parâmetros: $\sigma_n = 2,0 \cdot 10^5$ S/m, $\lambda_{ef} = 150$ nm e $t = 0.05$ mm.

No YBCO, as cadeias de Cu-O são conhecidas por desempenhar um papel importante para a supercondutividade. T_c é máxima perto de 92 K quando $x \approx 0,15$ e sua estrutura é *ortorrômbica*. A supercondutividade desaparece quando $x \approx 0.6$, onde a transformação estrutural do YBCO muda de ortorrômbica para *tetragonal*.

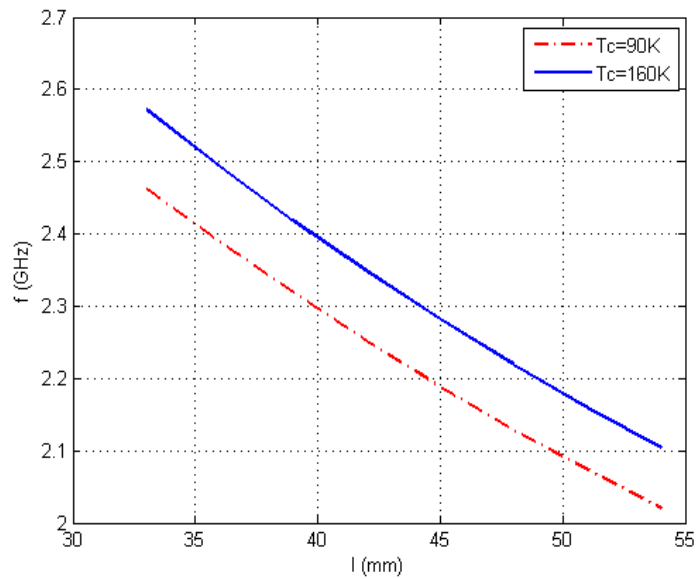


Figura 9.2 – Gráfico comparativo da Frequência em função do comprimento da fita condutora, considerando as temperaturas críticas de 90K e 160K.

Como mostrado acima, as curvas se comportam de forma diferente à medida que a temperatura crítica varia, ou seja, quando são aumentadas as temperaturas críticas de 90K para 160K, observa-se que o comprimento do *patch* diminui [67]- [68].

A curva, abaixo, na Figura 9.3, representa o resultado para a antena de microfita com substrato metamaterial e *patch* supercondutor. Na simulação foi utilizado como substrato o metamaterial, uma tangente de perdas dielétricas de 0.02 e espessura $t = 1,56$ mm.

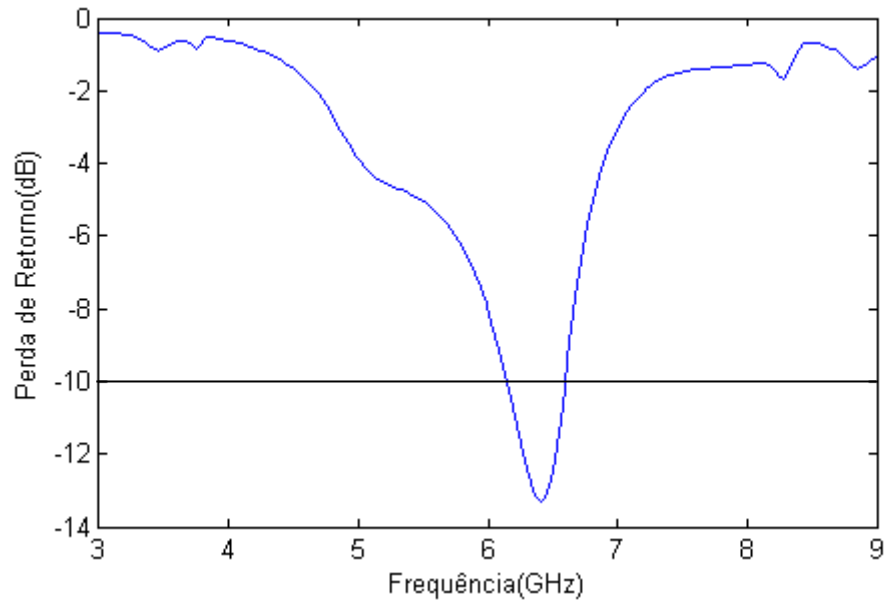


Figura 9.3 – Perda de retorno em função da frequência para uma antena de microfita sobre substrato metamaterial e patch supercondutor.

A Figuras 9.4 mostra os diagramas de radiação em 2D e 3D no plano E ($\varphi = 0^\circ$) e plano H ($\varphi = 90^\circ$), para 6,15 GHz, onde a antena proposta possui diagramas de radiação omnidirecional no plano H (plano x-z, azul) e quase omnidirecional no plano E (plano y-z, vermelho). Também se pode observar na Figura 9.4 que a antena possui um ganho baixo, sendo esta um protótipo apropriado para aplicação em equipamentos de comunicação sem fio UWB, como esperado.

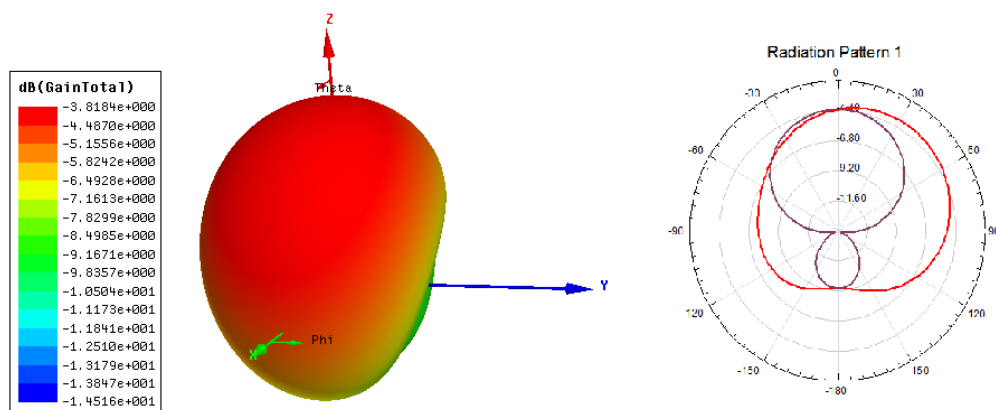


Figura 9.4 - Diagramas de radiação em 2D e 3D do plano E e plano H da antena de microfita sobre substrato metamaterial com patch supercondutor.

Outras simulações foram efetuadas, com a antena de microfita sobre substrato FR-4, RT Duroid 6006 e patch supercondutor, condutor elétrico perfeito (PEC), cobre, prata e supercondutor, mas circular e não retangular, as quais são mostradas nas figuras abaixo.

Caso 1: A curva, abaixo, na figura 9.5, representa o resultado para a antena de microfita sobre substrato metamaterial e patch PEC (Condutor Perfeito).

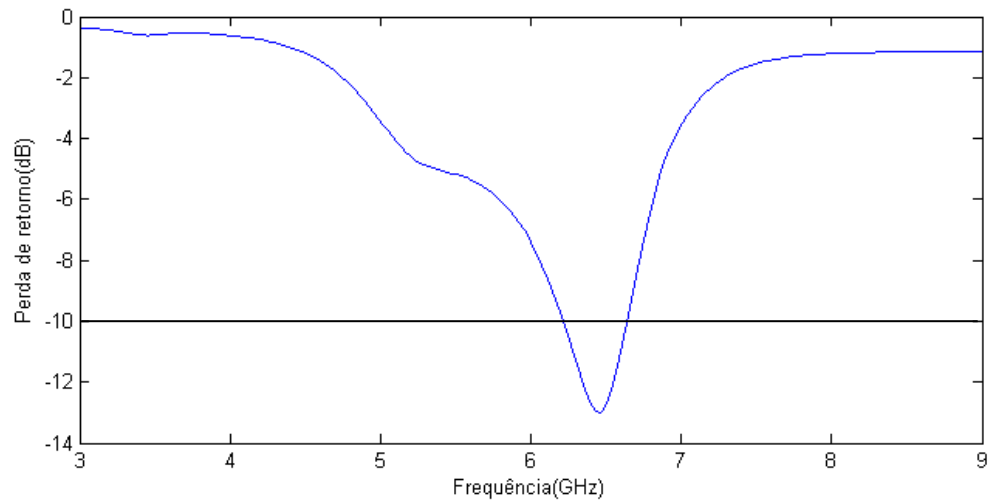


Figura 9.5 – Perda de retorno em função da frequência para uma antena de microfita sobre substrato metamaterial e patch PEC (Condutor Perfeito).

A Figura 9.6 ilustra os diagramas de radiação em 2D e 3D no plano E ($\varphi = 0^\circ$) e plano H ($\varphi = 90^\circ$), onde a antena proposta possui diagramas de radiação omnidirecional no plano H (plano x-z, azul) e quase omnidirecional no plano E (plano y-z, vermelho).

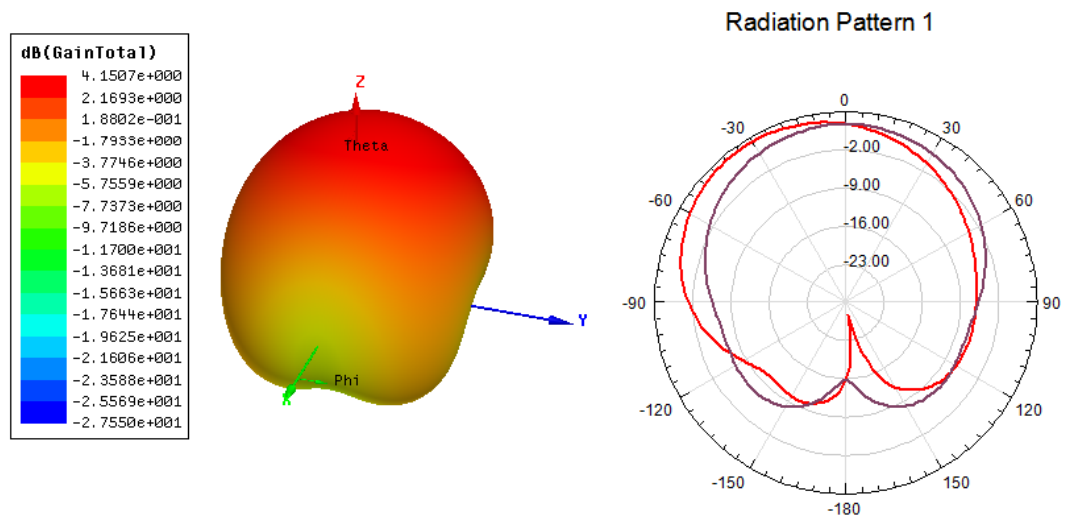


Figura 9.6 - Diagramas de radiação em 2D e 3D do plano E e plano H da antena de microfita sobre substrato metamaterial com patch condutor perfeito(pec).

Caso 2: A curva da Figura 9.7 produz o resultado para a antena de microfita sobre substrato FR-4 com elemento ressoador(patch) de Cobre.

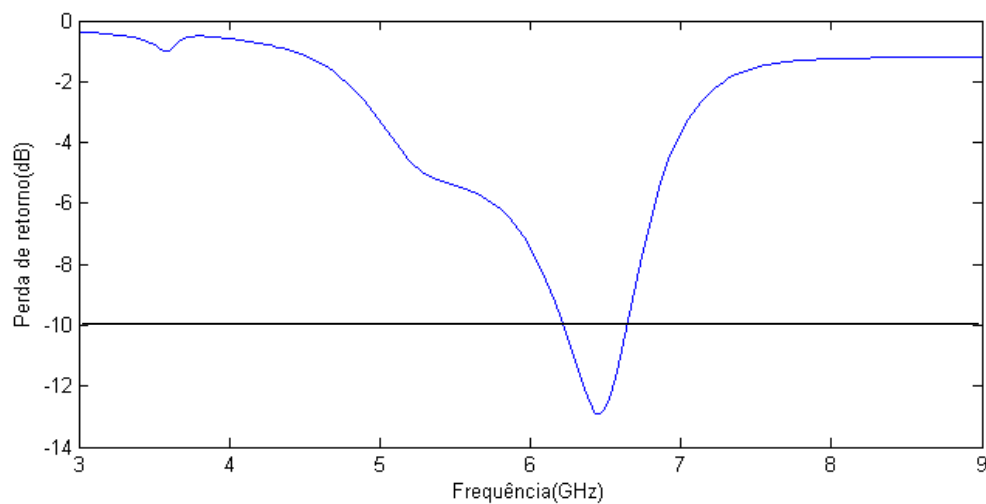


Figura 9.7 – Perda de retorno em função da frequência para uma antena de microfita sobre substrato FR-4 e patch cobre.

A Figura 9.8, abaixo, ilustra os diagramas de radiação em 2D e 3D no plano E ($\varphi = 0^\circ$) e plano H ($\varphi = 90^\circ$), onde a antena proposta possui diagramas de radiação

omnidirecional no plano H (plano x-z, azul) e quase omnidirecional no plano E (plano y-z, vermelho), para o caso 2.

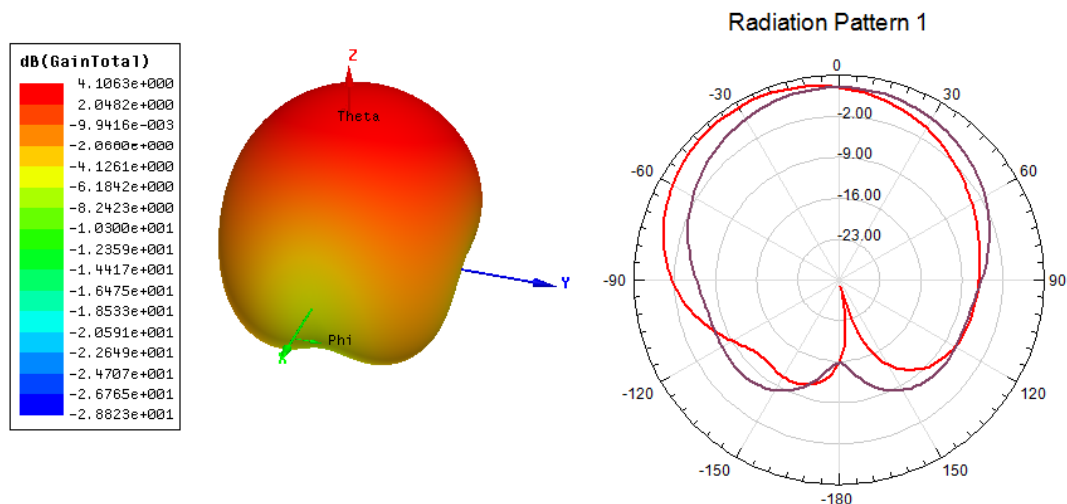


Figura 9.8 - Diagramas de radiação em 2D e 3D do plano E e plano H da antena de microfita sobre substrato FR-4, patch cobre.

Caso 3: A curva da figura 9.9, abaixo, sinaliza o resultado para a antena de microfita sobre substrato FR-4 e patch prata.

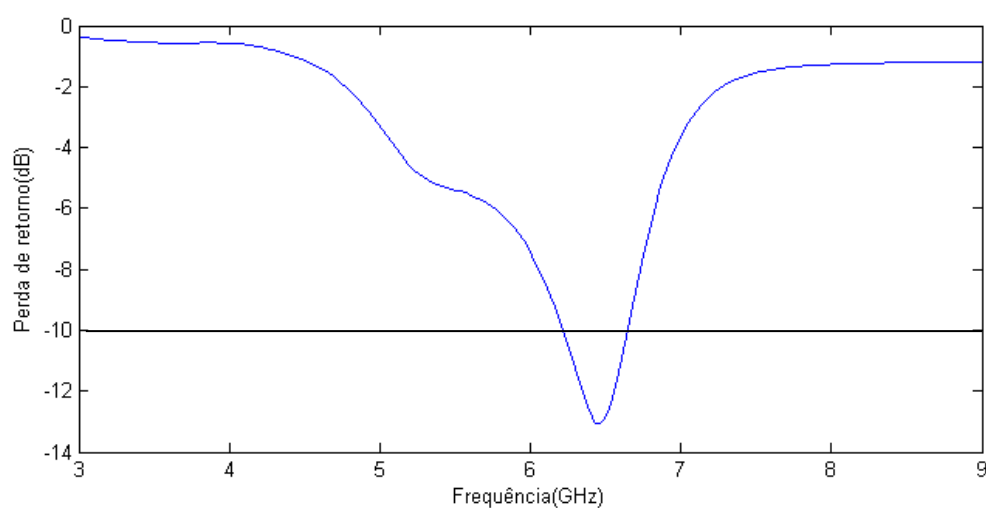


Figura 9.9- Perda de retorno em função da frequência para uma antena de microfita sobre substrato FR-4 e patch prata.

A figura 9.10 mostra os diagramas de radiação em 2D e 3D no plano E ($\varphi = 0^\circ$) e plano H ($\varphi = 90^\circ$), onde a antenna proposta possui diagramas de radiação omnidirecional no plano H (plano x-z, azul) e quase omnidirecional no plano E (plano y-z, vermelho), para o caso 3.

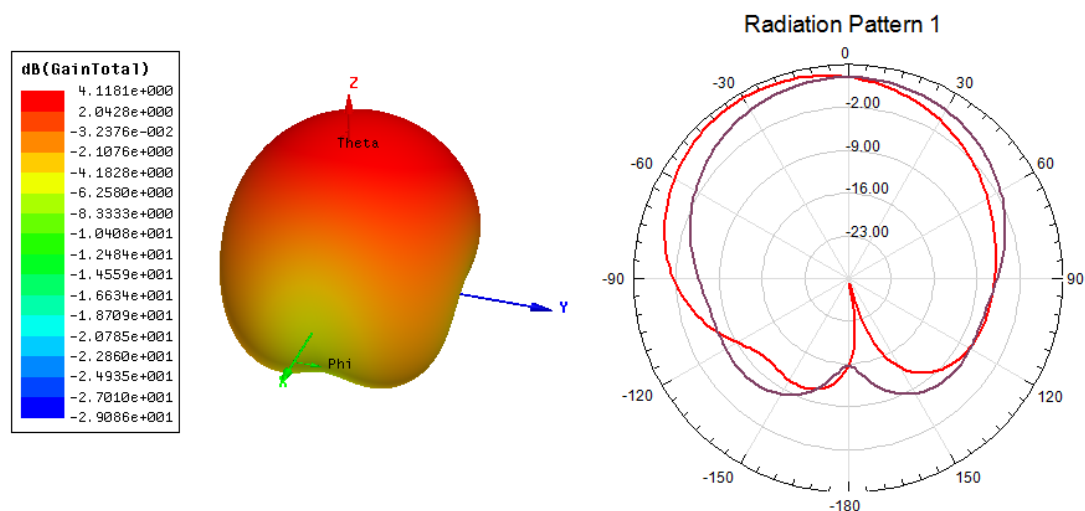


Figura 9.10 - Diagramas de radiação em 2D e 3D do plano E e plano H da antenna de microfita sobre substrato FR-4 e patch prata.

Caso 4: A curva da Figura 9.11 menciona o resultado para a antenna de microfita sobre substrato RT-Duroid 6006 e patch supercondutor.

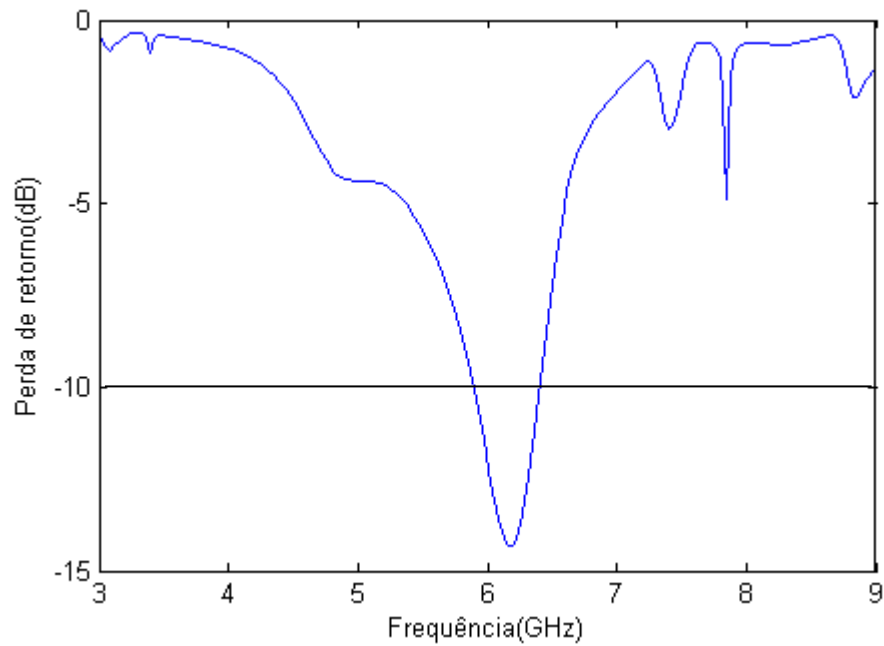


Figura 9.11 – Perda de retorno em função da frequência da antena de microfitas sobre substrato RT-Duroid 6006 e patch supercondutor.

A Figura 9.12 expressa os diagramas de radiação em 2D e 3D no plano E ($\varphi = 0^\circ$) e plano H ($\varphi = 90^\circ$), para 6,15 GHz, onde a antena proposta possui diagramas de radiação omnidirecional no plano H (plano x-z, azul) e quase omnidirecional no plano E (plano y-z, vermelho), para o caso 4.

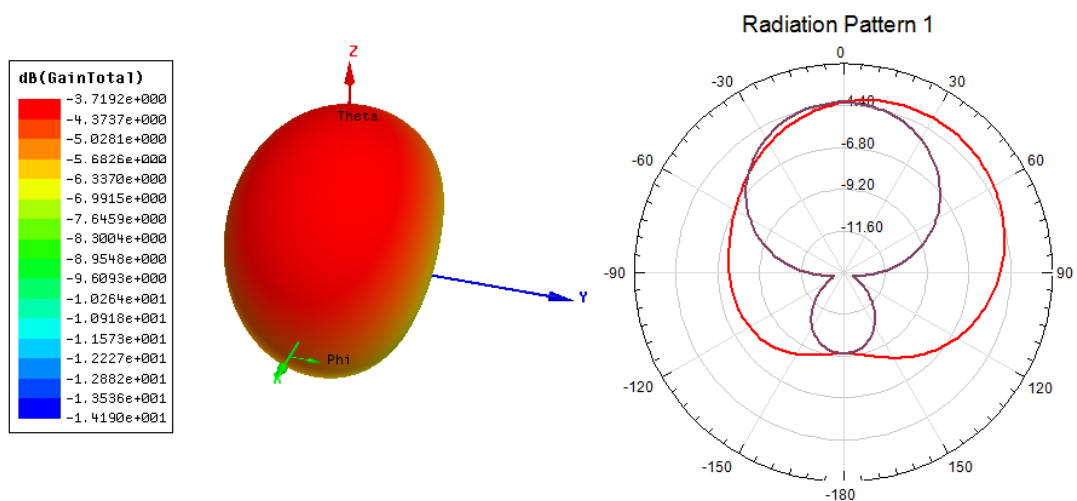


Figura 9.12 - Diagramas de radiação em 2D e 3D do plano E e plano H da antena de microfitas sobre substrato RT Duroid 6006 e patch supercondutor.

Caso 5: A curva da figura 9.13 representa o resultado para a antena de microfita sobre substrato metamaterial e patch supercondutor, circular. Na figura 9.13a está a representação da antena e na figura 9.18b a curva da perda de retorno em função da frequência.

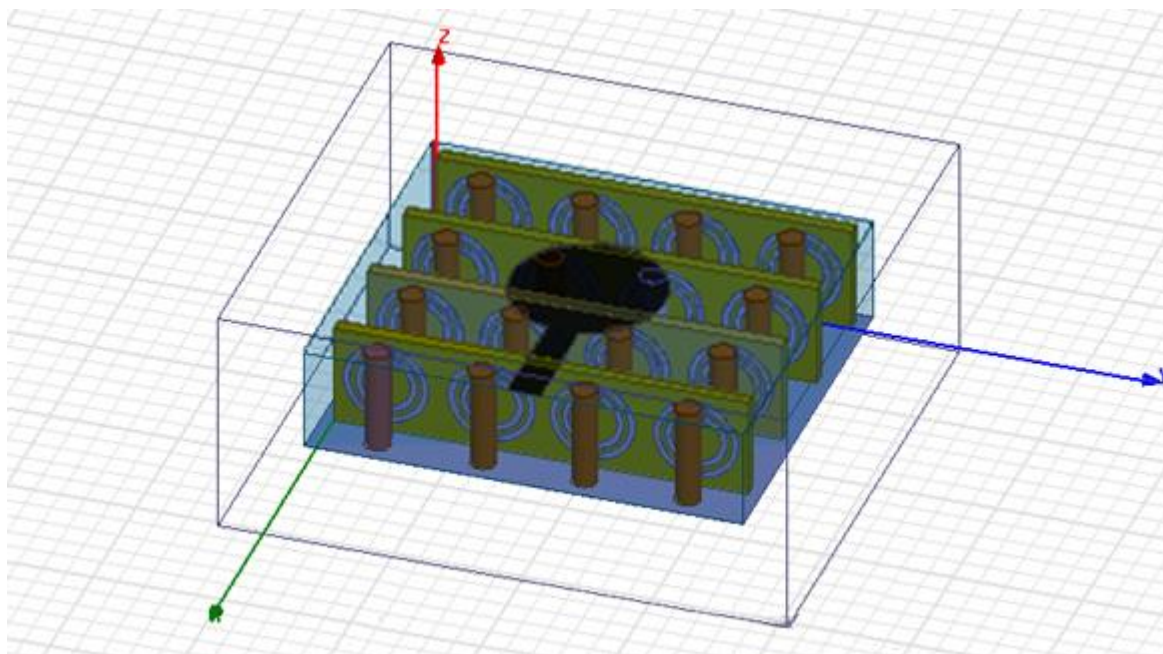


Figura 9.13a - Antena de microfita sobre substrato metamaterial e patch supercondutor, circular.

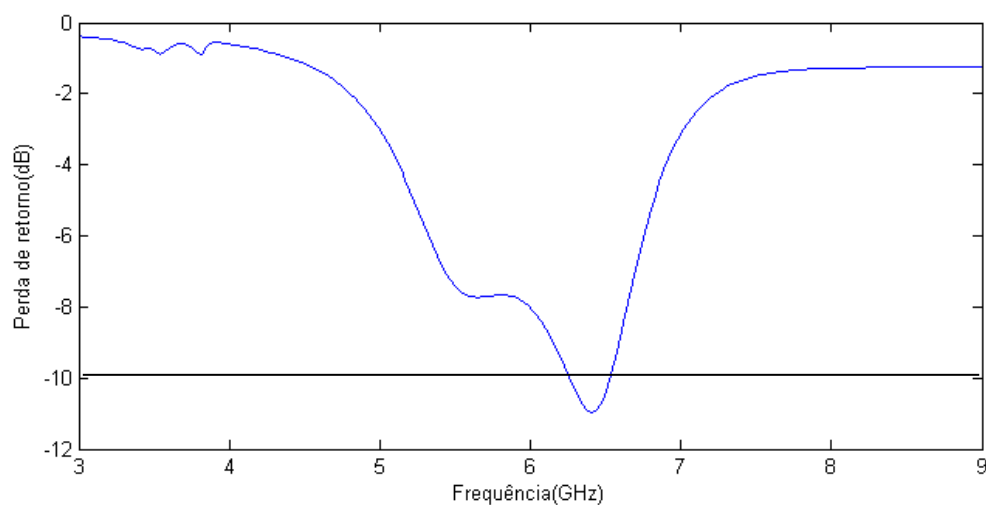


Figura 9.13b – Perda de retorno em função da frequência para uma antena de microfita sobre substrato metamaterial e patch supercondutor, circular.

A Figura 9.14 exibe os diagramas de radiação em 2D e 3D no plano E ($\varphi = 0^\circ$) e plano H ($\varphi = 90^\circ$), onde a antenna proposta possui diagramas de radiação omnidirecional no plano H (plano x-z, azul) e quase omnidirecional no plano E (plano y-z, vermelho), para o caso 5.

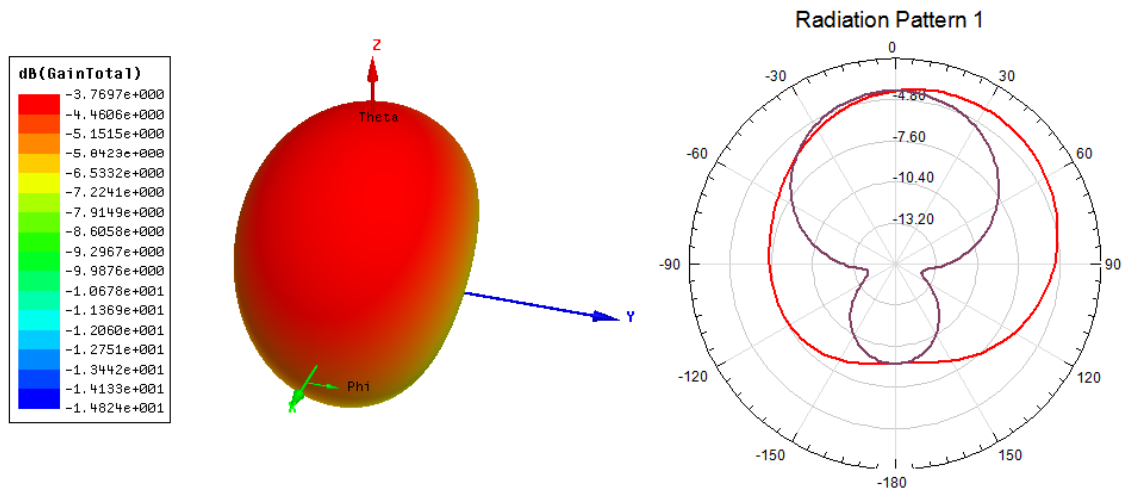


Figura 9.14 - Diagramas de radiação em 2D e 3D do plano E e plano H da antenna de microfita sobre substrato metamaterial e patch supercondutor, circular.

A figura 9.15, abaixo, registra o gráfico da perda de retorno em função da frequência para os substratos de metamaterial e fibra de vidro (FR-4), utilizando uma antenna com *patch* supercondutor e patch de cobre. Os gráficos foram simulados utilizando o *software comercial*. A curva de preto mostra os resultados utilizando FR-4 de substrato com $\epsilon_r = 4,4$, comprimento = 60,0 mm, largura = 50,0 mm, a espessura do substrato = 1,54 mm, enquanto a curva azul mostrada nos resultados, utilizando com patch supercondutor SnBaCaCuOy, com substrato metamaterial.

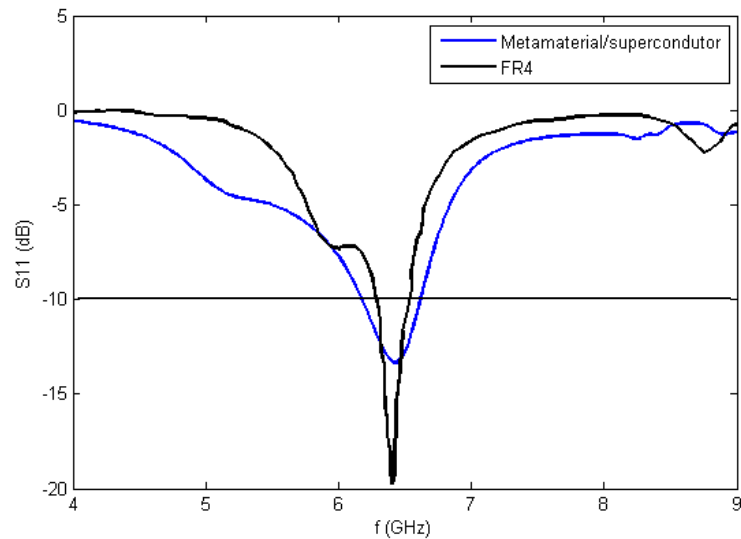


Figura 9.15 – Perda de retorno em função da frequência, comparando o metamateria/supercondutor com o FR-4.

De acordo com a figura 9.15, o patch supercondutor apresenta frequência de ressonância mais eficiente, usando o metamaterial como substrato, em que a frequência de ressonância é de 6,48 GHz, com um coeficiente de reflexão (S11) de -13 dB, enquanto que a utilização do patch de cobre apresenta 6,42 GHz, com um coeficiente de reflexão (S11) de -19 dB.

A figura 9.16, abaixo, registra o gráfico da perda de retorno em função da frequência, para o supercondutor e o condutor perfeito (pec).

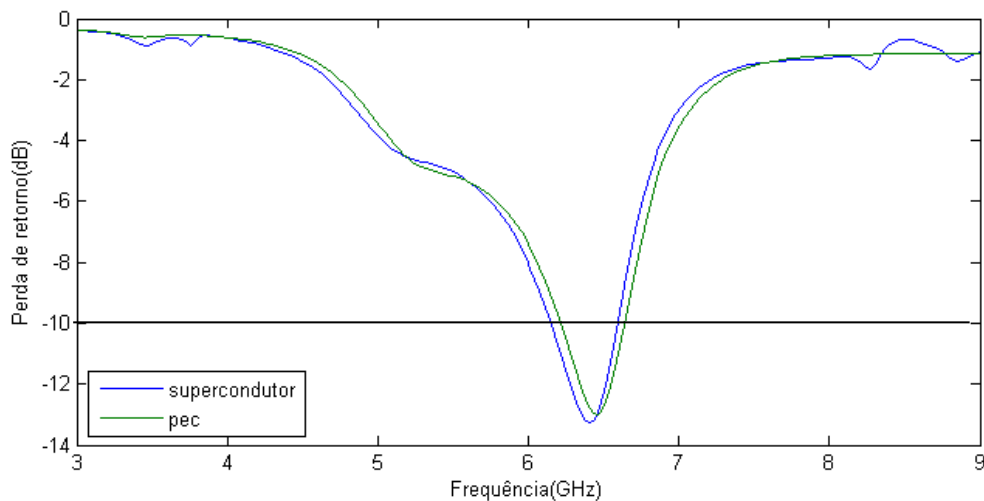


Figura 9.16 – Perda de retorno em função da frequência, comparando o supercondutor com o condutor perfeito.

Esta comparação mostra uma boa concordância entre os resultados simulados do supercondutor e do condutor perfeito, onde podemos dizer que o supercondutor é

praticamente um condutor perfeito.

A figura 9.17, abaixo, mostra o gráfico da perda de retorno em função da frequência, comparando o FR-4 com o RT Duroid 6006. O RT Duroid 6006 são compósitos cerâmicos, para aplicações em eletrônica e circuitos de micro-ondas que exigem constante dielétrica de 6,15. O RT Duroid 5880 são compósitos reforçados com microfibras de vidro. Estas microfibras são orientadas aleatoriamente para maximizar os benefícios de reforço de fibra na direção de maior valor para os produtores do circuito e nas aplicações de circuito finais.

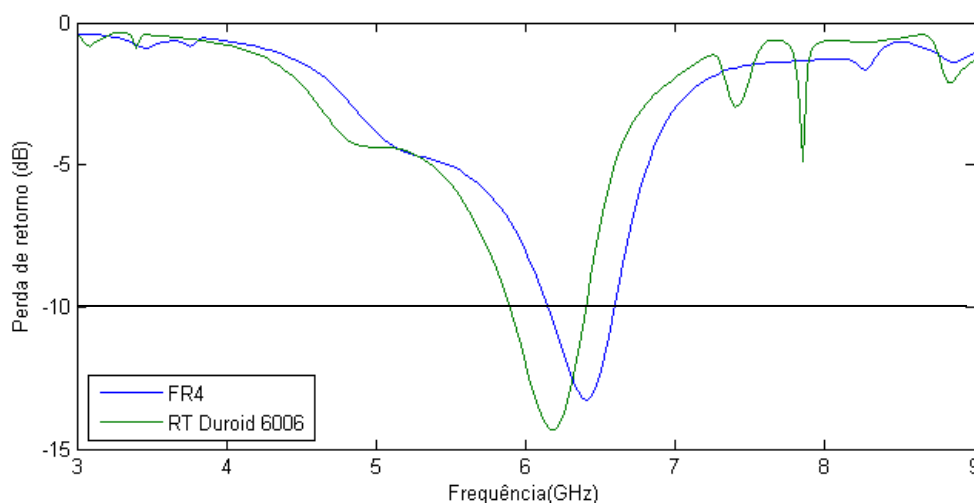


Figura 9.17 – Perda de Retorno em função da Frequência, comparando o FR-4 com o RT Duroid 6006.

A figura 9.18, abaixo, mostra o gráfico da perda de retorno em função da frequência, comparando o FR-4 com o RT Duroid 6006 e com o RT Duroid 5880.

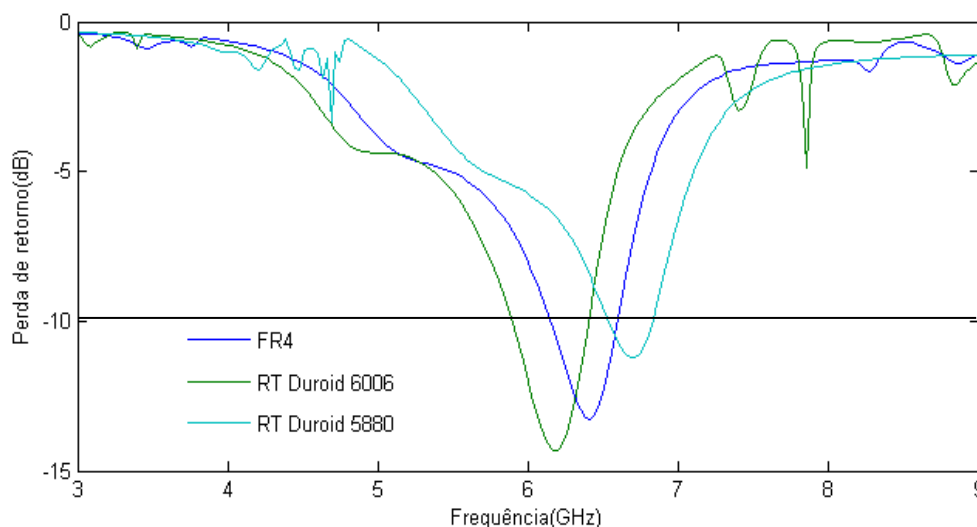


Figura 9.18 – Perda de retorno em função da frequência, comparando o FR-4 com o RT Duroid 6006 e o RT Duroid 5880.

9.4 Análise de um Ressorador em Anel Partido numa Antena Planar UWB

9.4.1 Introdução

Nesta etapa é analisada uma nova configuração de uma antena planar UWB (Ultra-Wideband). Um ressonador em anel partido (Split Ring Resonator – SRR) é inserido dentro de uma abertura circular no lado oposto do patch. A estrutura do Ressonador em Anel Partido funcionará como um filtro rejeita-faixa e três configurações são analisadas, onde uma destas configurações apresenta uma largura de banda de 3,2 a 10,6 GHz, rejeitando uma faixa de frequência de 5,3 a 6,0 GHz

A priori, pode-se analisar que, dentre os vários tipos de antenas existentes, um dos tipos mais utilizados devido às suas características para aplicação em sistemas de comunicação modernos são as antenas de microfitas [70]. Dentre as vantagens das antenas de microfita, podem-se destacar: facilidade de se moldar às superfícies planas e não planas, construção simples, baixo custo, versatilidade em termos da frequência de ressonância, polarização, diagrama de radiação e impedância. Esses tipos de antenas apresentam algumas desvantagens, tais como: baixa eficiência, baixa potência, baixa diretividade e pequena largura de banda (de alguns poucos por cento) [71].

O sistema de comunicação de banda ultralarga (UWB) ocupa a faixa de frequência de 3,1 a 10,6 GHz, que é aprovado pela Comissão Federal de Comunicações [72]. A tecnologia UWB é uma tecnologia sem fio de curto alcance para a transmissão de grandes quantidades de dados e altas velocidades com potência muito baixa. Para estabelecer a comunicação entre dois nós, os transceptores exigem antenas UWB, de preferência de tamanho pequeno e baixo custo de produção [73]. Várias antenas de fenda para aplicação UWB foram relatadas até agora [74-77]. Para evitar a interferência entre o sistema UWB e o sistema (WLAN), rede local sem fio, com banda 5,15-5,825 GHz, um filtro rejeita-faixa no sistema UWB é necessário. No entanto, a utilização de um filtro irá aumentar a complexidade do sistema de UWB. Portanto, uma antena UWB ter característica de rejeita-faixa para algumas frequências é uma alternativa para superar este problema. Várias antenas com característica de rejeita-faixa já foram relatadas [77-81].

Propõe-se, então, uma nova antena de microfita com patch circular UWB com banda de corte, projetada para uma frequência de ressonância de 5,8 GHz. A banda de corte é obtida através da inserção de um ressonador de anel partido convencional (SRR) na abertura circular feita no plano de terra, que é magneticamente excitado por meio de um *patch* circular colocada no lado oposto do substrato dielétrico.

O SRR é geralmente composto de duas tiras de anéis concêntricos com uma abertura. Os dois anéis são posicionados de tal modo que a abertura de cada anel é colocada em frente ao outro. Esta abertura controla fortemente a frequência de ressonância. Basicamente, o SRR se comporta como um ressonador LC e a frequência de ressonância pode ser calculada, como segue [82],

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{2}{\pi r_0 L_0 C}} \quad (9.5)$$

onde L_0 é a indutância por unidade de comprimento dos anéis, C é a capacitância total do SRR, e r_0 é o raio médio dos dois anéis.

O SRR pode ser magneticamente excitado, se os anéis são orientados corretamente. Para excitar apropriadamente SRR por meio de um campo magnético variável no tempo, um componente significativo na direção axial é necessário.

9.4.2 Projeto da Antena

A geometria da antena padrão é uma estrutura planar com patch circular com um raio $r = 6,0$ mm que está ligado à linha de alimentação com largura $w_0 = 3,0$ mm e comprimento $l_0 = 4,0$ mm. A antena é construída sobre um substrato FR4 de 30 (a) x 30 (b) mm² e 1,56 mm de espessura, constante dielétrica $\epsilon_r = 4,4$ e tangente de perda $\tan \delta = 0,02$. Um plano condutor é colocado em um dos lados do substrato, o qual representa o plano de terra. Para a nova antena proposta, considera-se a antena paralela ao plano x-y e centrada na origem de um sistema de coordenadas cartesiano (x , y , z). Neste caso, uma abertura circular centrada na origem de raio $R = 11,0$ mm é feita no plano de terra. O centro do sistema está alinhado ao longo do eixo y. Para implementar a propriedade de rejeita-faixa, o SRR é inserido não concêntrico dentro da abertura circular, no plano de terra, por baixo do patch irradiando, como mostrado na Figura 9.19. Esse arranjo pode atingir alto acoplamento magnético entre o patch e os anéis na ressonância. A presença dos anéis leva a uma permeabilidade negativa efetiva numa banda estreita, acima da ressonância, onde a propagação de sinal é inibida, sendo esta antena construída para uma frequência de ressonância de 5,8 GHz.

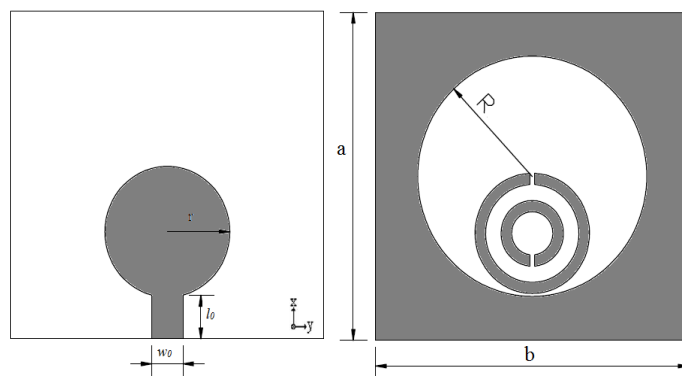


Figura 9.19 - Geometria da antena proposta.

A Figura 9.20 mostra a geometria do ressonador de anel partido proposto. As dimensões do SRR são as seguintes: $R_1 = 5,5$ mm, $r_2 = 3,0$ mm, $W = 1,0$ mm, $D = 1,5$ mm, e $L = 0,5$ mm.

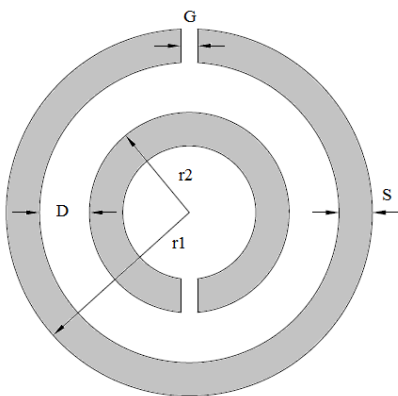


Figura 9.20 - Geometria do SRR proposto.

O efeito do SRR na antena é investigado. A Figura 9.22 mostra os resultados simulados do parâmetro S_{11} para a antena padrão UWB proposta e outras configurações propostas usando o SRR.

Para otimizar a posição do SRR três diferentes configurações foram testadas (Figura 9.21): uma abaixo do patch (10,15), uma segunda posicionada no centro do plano de terra (15, 15) e uma terceira acima do patch (20,15). Estas antenas propostas são denominadas antenas 1, 2 e 3, respectivamente. A antena padrão é a antena sem alterações no plano de terra.

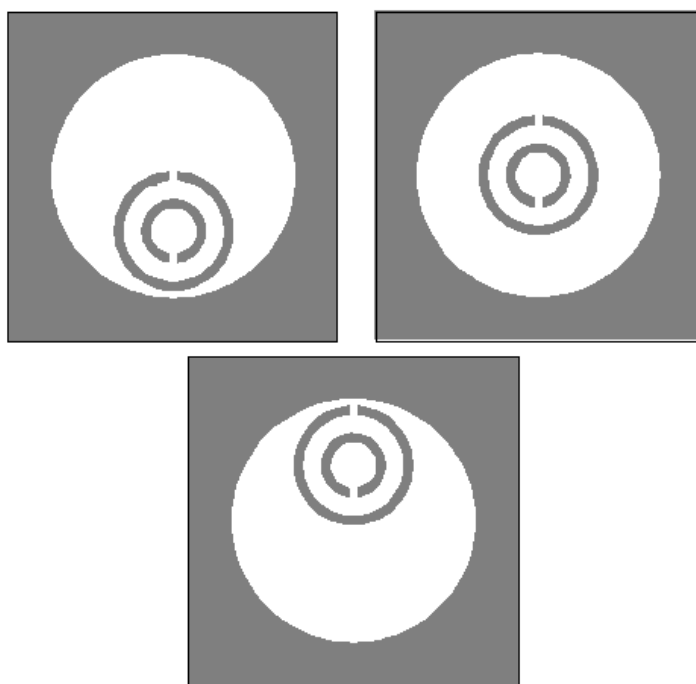


Figura 9.21 - Geometria do plano de terra da antena 1, 2 e 3.

Após a modelagem da antena padrão proposta e das configurações propostas, foram realizadas simulações utilizando o *software comercial*, visando obter dados comparativos. Um protótipo foi construído para a configuração da antena 1 e antena padrão. Os resultados das simulações realizadas, bem como os resultados medidos dos protótipos construídos são descritos na próxima seção.

9.4.3 Simulações e Análise de Resultados

Para a antena padrão proposta e para as demais configurações propostas, descritas na seção anterior, foram realizadas simulações, visando obter valores das perdas de retorno em função da frequência. Todos esses valores obtidos foram comparados a fim de se verificar as características de todas as configurações.

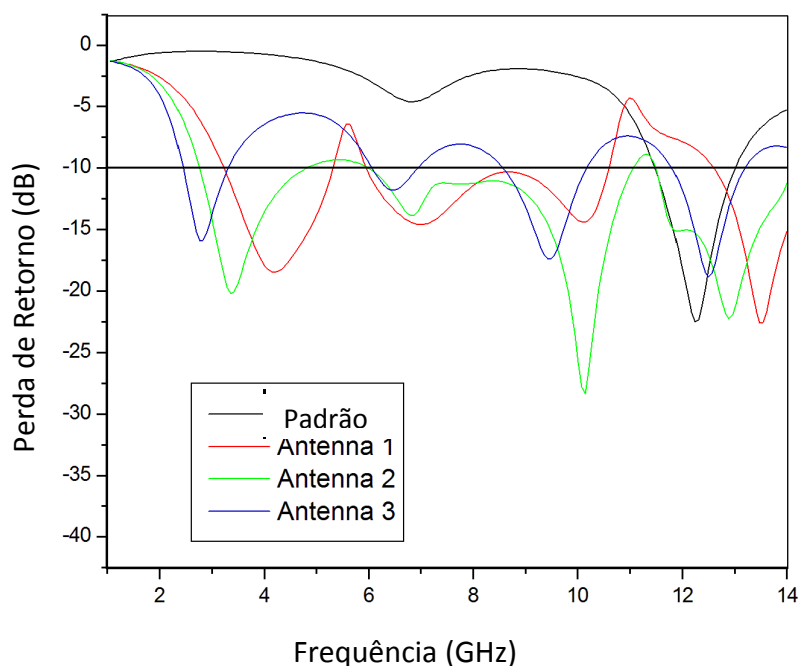
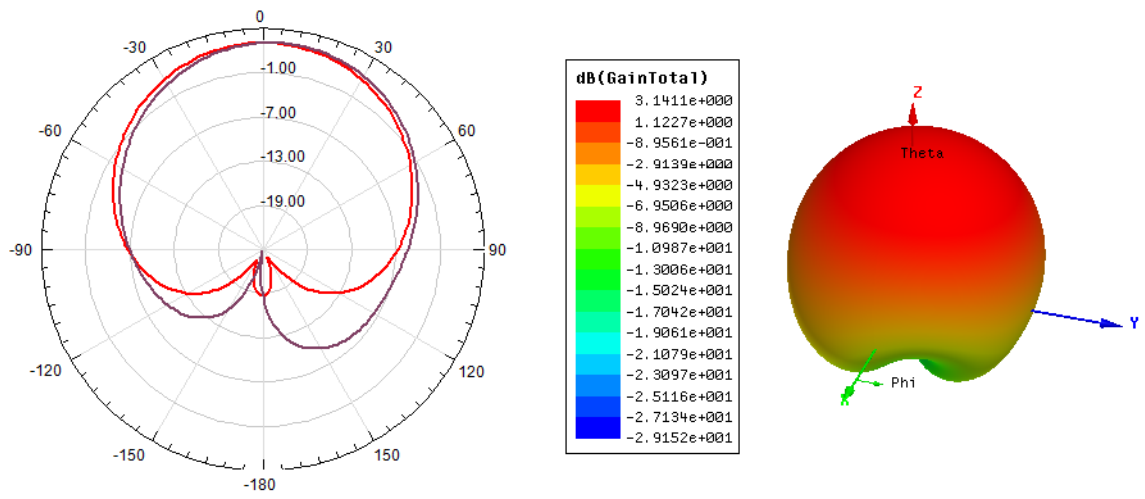


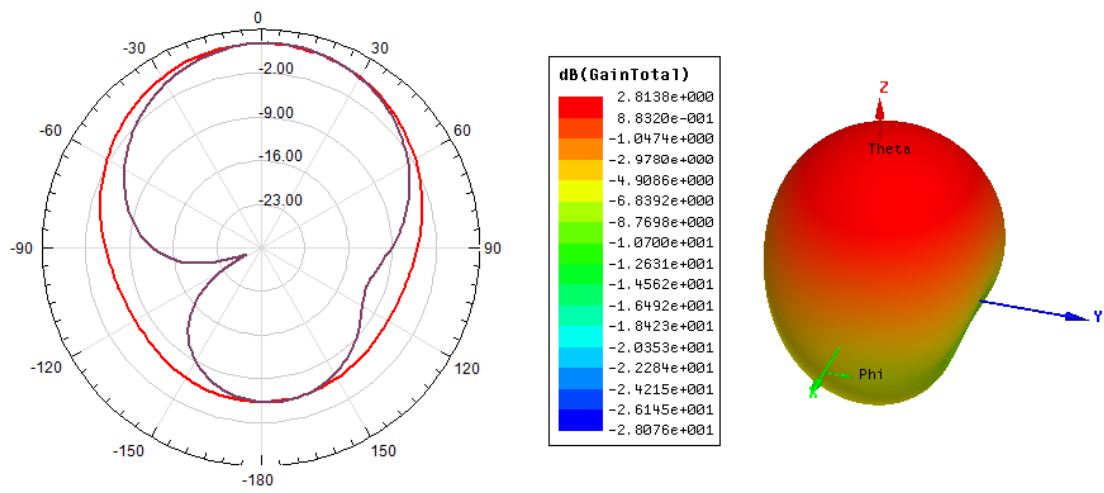
Figura 9.22 - Valores das perdas de retorno (S11) simuladas em função da frequência de operação da antena padrão e das configurações propostas.

É possível perceber que com a inserção deste plano de terra modificado com a inserção do SRR, a antena funciona bem em algumas frequências na faixa de 2 a 13 GHz, o que não ocorre com a antena padrão, proposta. A banda de rejeição aparece devido ao ressoador e a antena 1 é aquela que apresenta melhor largura de banda com a banda de rejeição desejada. A largura de banda desta antena é 3,2 a 10,6 GHz, com uma banda de rejeição de 5,3 a 6,0 GHz, o que a torna uma antena candidata aos sistemas de comunicação UWB.

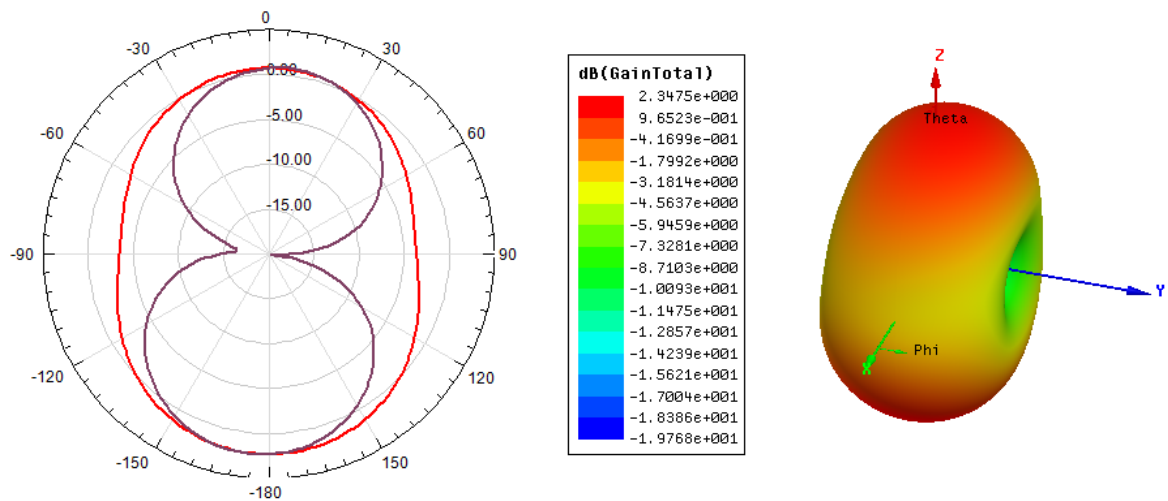
O ganho também foi analisado e a Figura 9.23 exibe os diagramas de radiação em 2D e 3D no plano E ($\varphi = 0^\circ$) e plano H ($\varphi = 90^\circ$), onde a antena proposta possui diagramas de radiação omnidirecional no plano H (plano x-z, azul) e quase omnidirecional no plano E (plano y-z, vermelho), para todas as configurações.



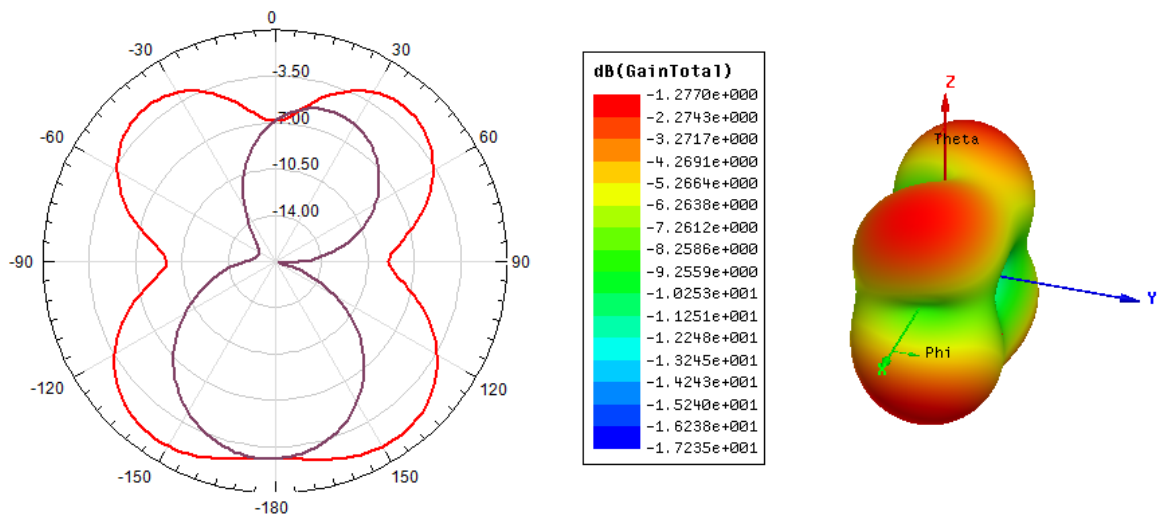
a)



b)



c)



d)

Figura 9.23 - Resultados simulados dos diagramas de radiação em 2D e 3D do plano E (azul) e plano H (vermelho) para 5,8 GHz. a) padrão, b) antena 1, c) antena 2, d) antena3.

9.4.4 Conclusões

Neste trabalho, uma antena de microfita com ressoador em anel partido foi analisada, utilizando o software de simulação. Três configurações são analisadas fazendo variar a posição do SRR. A estrutura proposta apresentou uma largura de banda excelente, de 3,2 a 10,6 GHz. Uma banda de rejeição de 5,3 a 6,0 GHz é obtida, utilizando SRR que ressoa na frequência de corte necessária. Observou-se que a estrutura da antena proposta se torna uma candidata para a utilização em sistemas de comunicações sem fio. Protótipos são construídos e os dados medidos foram comparados com os simulados.

9.4.5 Resultados Experimentais e Discussões

Durante a simulação observa-se que o efeito do SRR na antena é investigado. E para otimizar a posição do SRR, três diferentes configurações foram testadas: uma abaixo do patch (10,15), uma segunda, posicionada no plano de terra em (12.5,15) e uma terceira, no centro do plano de terra (15,15).

Logo após a simulação, os parâmetros das antenas foram obtidos. Em seguida, as antenas foram construídas, mas com substrato FR-4 e patch de cobre.

Os protótipos para a antena padrão e para a antena 1 são construídos e as imagens são apresentadas nas Figuras 9.24 e 9.25, respectivamente.

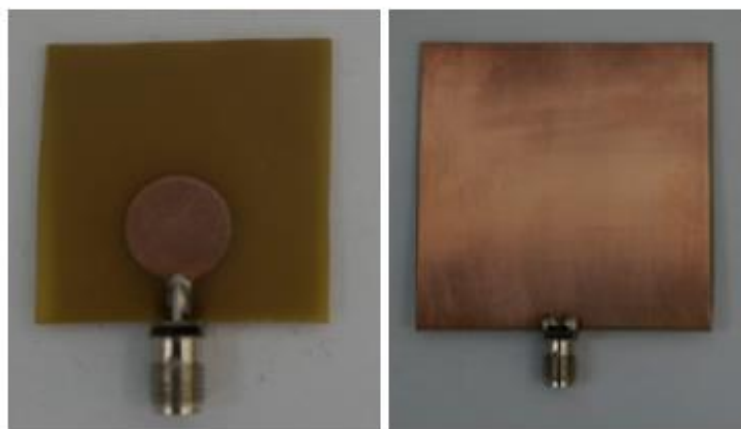


Figura 9.24 - Antena padrão construída.

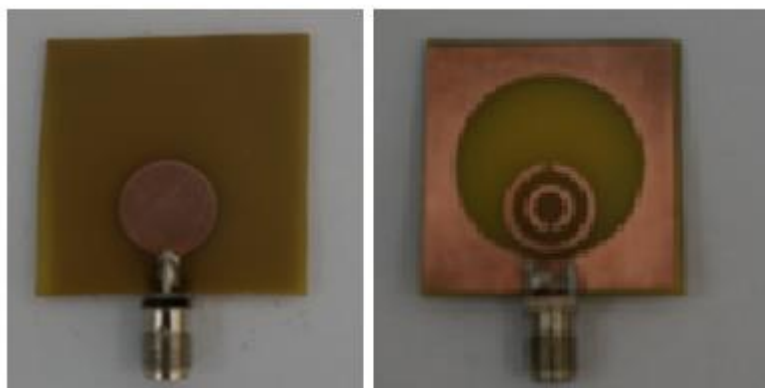


Figura 9.25 - Antena 1 construída.

Foram realizadas simulações no *software comercial* e medições de perda de retorno em função da frequência da antena no Rohde & Schwarz ZVB14, que é um Analisador de Redes Vetoriais (VNA- Vectorial Networks Analyzer), equipamento que permite aferir e testar: antenas, guia de ondas, acopladores, filtros; atenuadores, misturadores, osciladores e etc.

As medições da perda de retorno e da carta de Smith foram realizadas com varredura de frequência de 1 GHz a 14 GHz, conforme mostra a Figura 9.26, para a antena padrão e a Figura 9.27, para a antena 1.

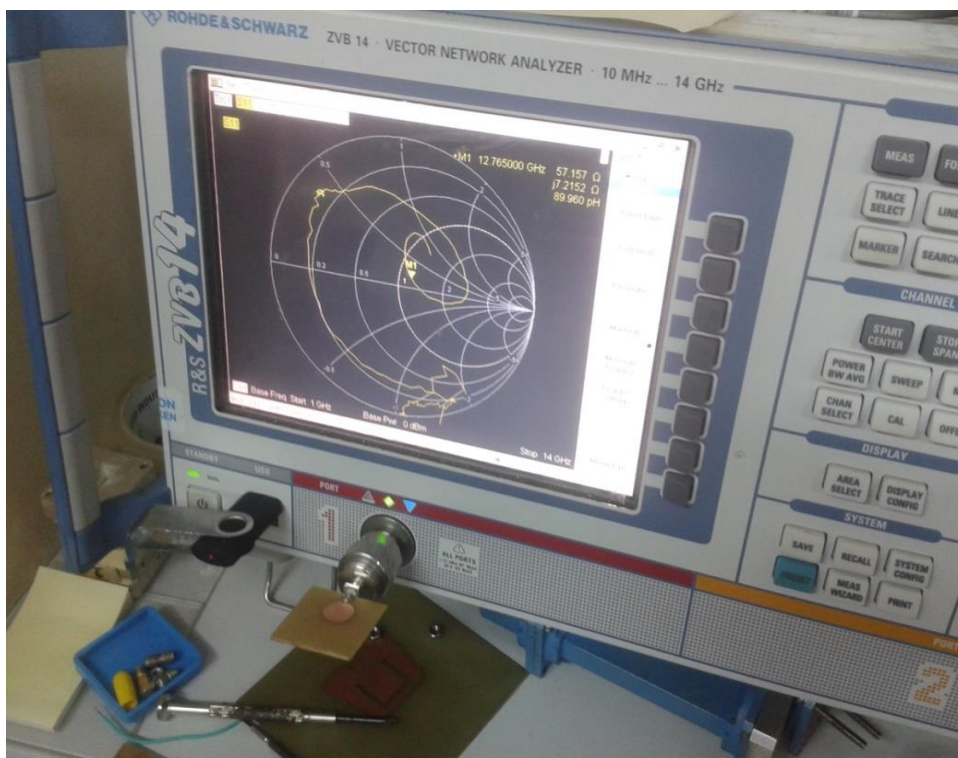


Figura 9.26 - Medição da perda de retorno e carta de Smith para a antena padrão.

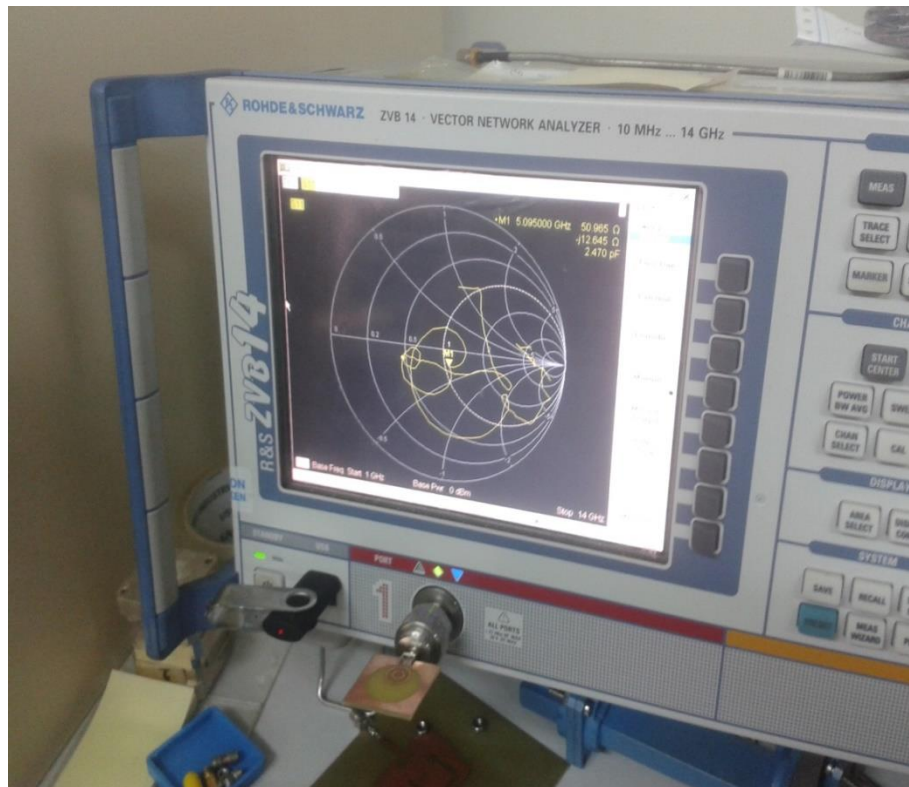


Figura 9.27 - Medição da perda de retorno e carta de Smith para a antena 1

É muito importante a medição da impedância na entrada de um dispositivo, de tal forma que exista uma máxima transferência de energia do gerador para a carga (antena). A carta de Smith fornece a impedância de entrada da antena, determinando a relação entre a tensão e a corrente, que é função das dimensões físicas da antena e da permissividade elétrica usada na sua construção. Para medição dos parâmetros de dispositivos planares, este é colocado numa câmara anecrótica, conectada ao VNA através de um cabo especial de baixas perdas, com a finalidade de evitar medições com reflexões e difrações das ondas no ambiente.

Os valores medidos da impedância de entrada para a linha de microfitas, nas antenas padrão e antena 1, são $57,157 \Omega$ e $50,965 \Omega$, respectivamente, como mostra as Figuras 9.28, 9.29.

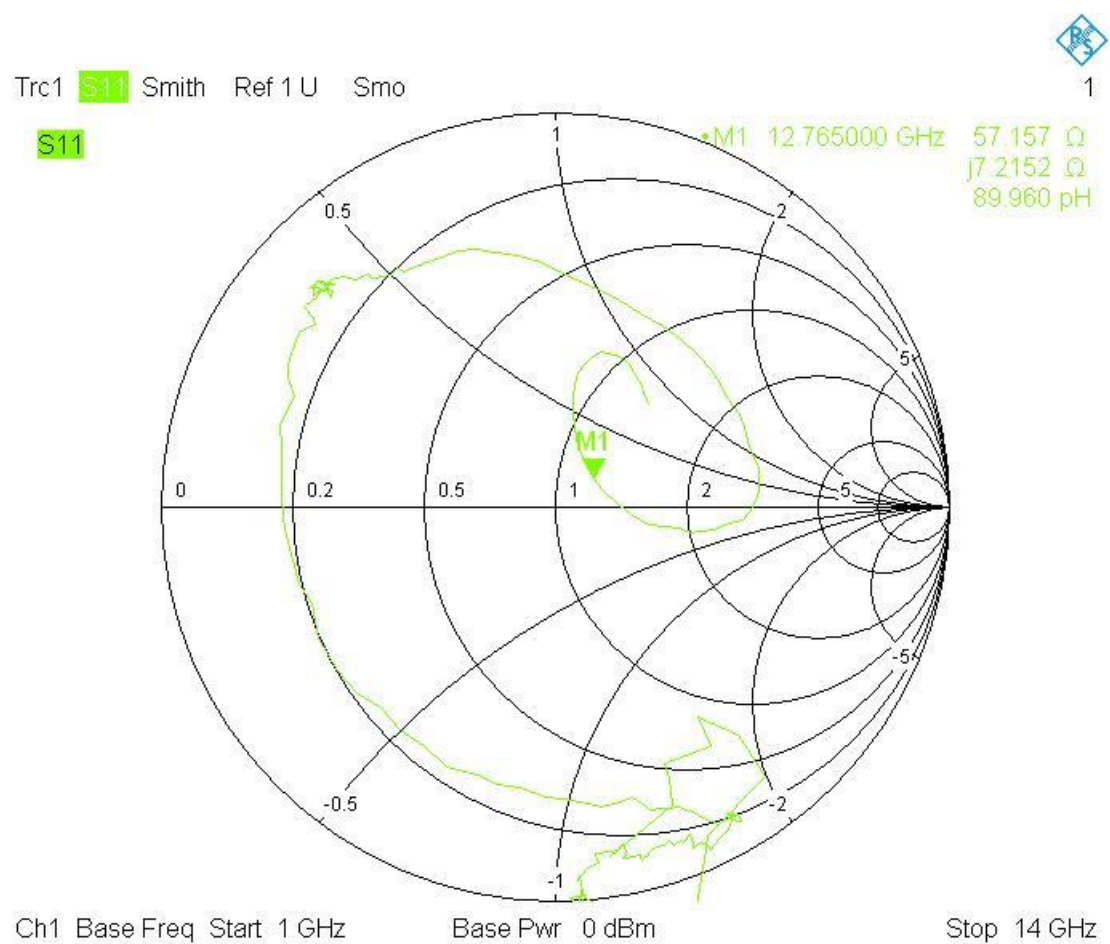


Figura 9.28 - Valor medido da impedância de entrada na carta de Smith, para a antena padrão.

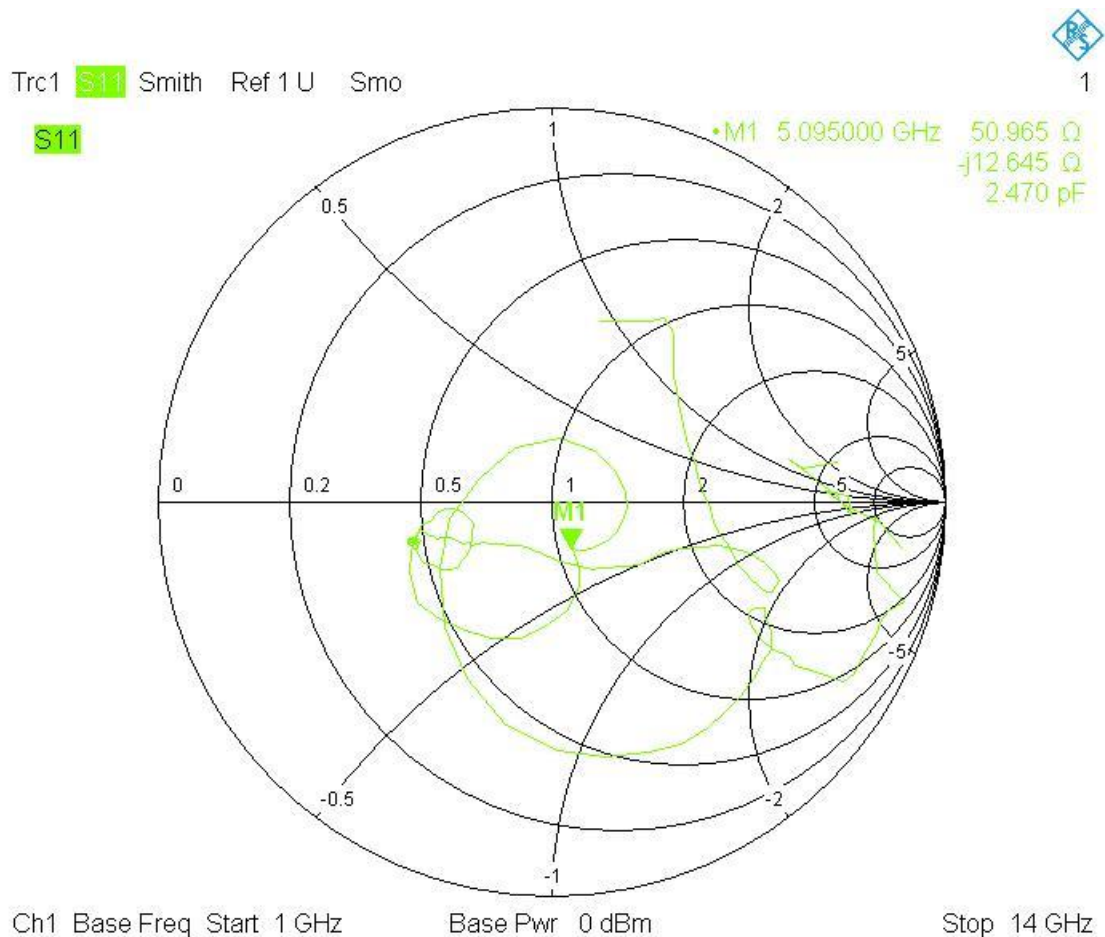


Figura 9.29 - Valor medido da impedância de entrada na carta de Smith, para a antena 1.

A impedância de entrada é considerada um fator de normalização na Carta de Smith, de forma que o seu valor poderá não permanecer constante, pois varia com a frequência ou a faixa de frequência pretendida na operação. Estes valores possuem uma boa precisão em relação ao valor de uma impedância característica de $50,00 \Omega$.

O gráfico do comportamento da perda de retorno em função da frequência foi obtido neste analisador de redes vetoriais, num intervalo de frequência entre 2 GHz e 12 GHz, para a antena padrão e antena 1. Os resultados foram comparados com os simulados. Tal comparação é apresentada nas Figuras 9.30 e 9.31, respectivamente.

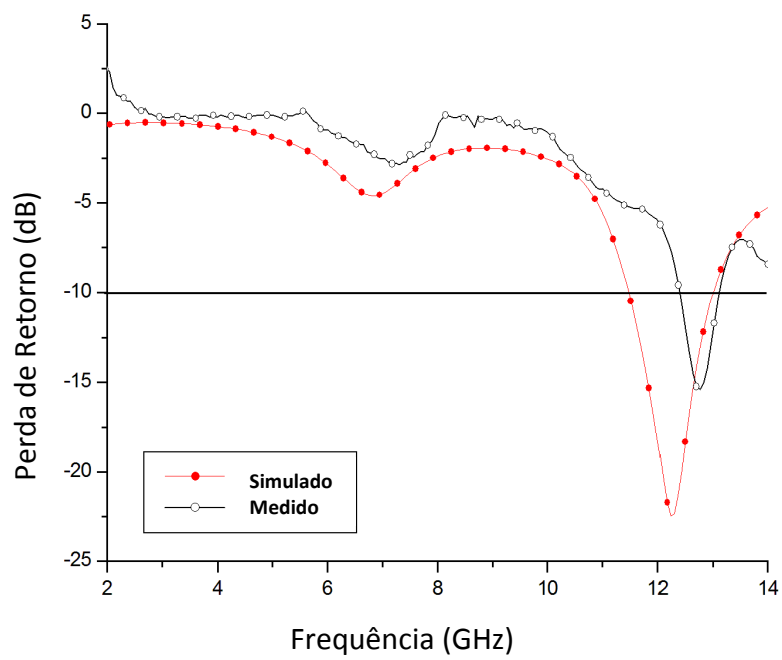


Figura 9.30 - Perda de retorno simulada e medida para a antena padrão.

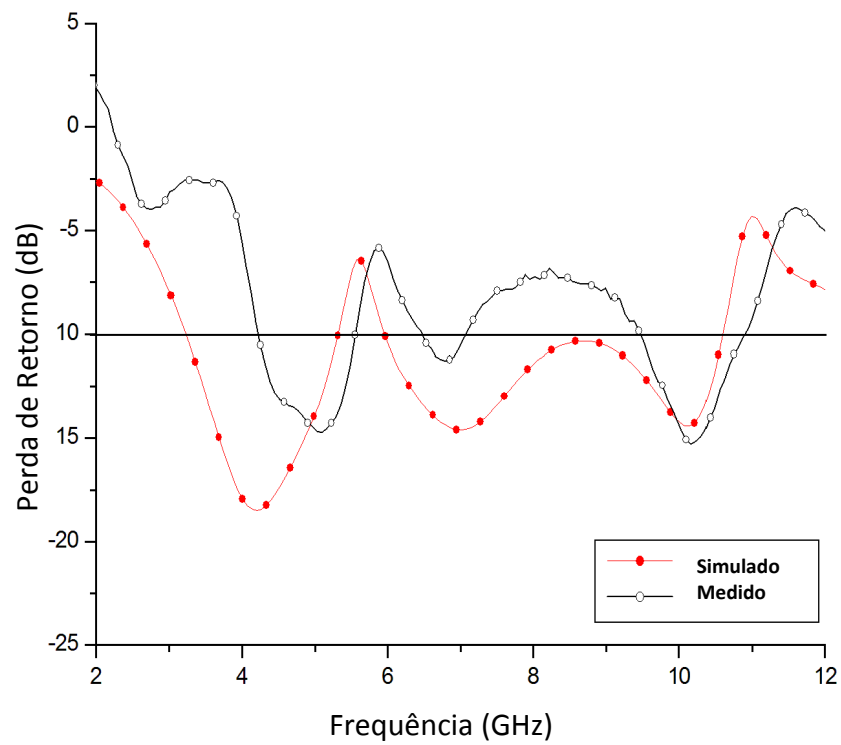


Figura 9.31 - Perda de retorno simulada e medida para a antena 1.

Esta comparação mostra uma boa concordância entre os valores medido e simulado da perda de retorno. Diferenças entre essas duas curvas se dão provavelmente pelo desalinhamento entre os dois lados durante o processo de fabricação, além de imprecisões nas dimensões.

Capítulo 10

Conclusões

10.1 Conclusões

As análises teóricas descritas nesta Tese foram efetuadas através do método da Linha de Transmissão Transversa – LTT no domínio da transformada da Fourier, onde antenas de microfita do tipo patch retangular, foram apresentadas, com uma análise numérica das características ressonantes desta antena, através de um formalismo rigoroso de onda completa, utilizando metamateriais como substratos e patch supercondutor bem como *patch* circular e quadrada, para aplicações em sistema de comunicações UWB, usando configurações de anéis de ressonância (*SRR*), como elementos parasitas, com o propósito de melhorar a performance destas antenas, em relação à interferência com alguns sistemas de comunicações de banda estreita.

Foram apresentadas as características dos supercondutores, com um breve histórico de alguns de seus principais efeitos, sua dependência com a temperatura e com a frequência, chegando até os HTS utilizados na prática, os do tipo II. As principais teorias, microscópica e macroscópica, que explicam a teoria supercondutiva foram apresentadas.

As vantagens, desvantagens e características das antenas de microfita foram abordadas, observando que estas antenas se tornam especiais em relação às outras antenas e foram apresentados conceitos e grandezas essenciais ao entendimento dos temas.

A antena foi modelada através do método da Linha de Transmissão Transversa – LTT, em combinação com o método de Galerkin e foi necessário desenvolver uma teoria aplicada ao caso do metamaterial com elemento ressoador supercondutor, com o objetivo de obter-se as equações gerais de campos eletromagnéticos no domínio espectral e as equações gerais dos campos foram aplicadas à estrutura em estudo, com condições de contorno adequadas para obtenção das soluções eletromagnéticas. Funções de base adequadas à estrutura foram aplicadas, com o método dos momentos, para obter-se os campos tangenciais à fita e à frequência de ressonância complexa da antena, de forma que os resultados foram obtidos com a utilização de programas desenvolvidos em₁₃₇

Fortran e Matlab[®]. Com a utilização de sub-rotinas, para a inversão matricial complexa, invertendo a matriz de admitância complexa $[Y]$, obteve-se a matriz de impedância complexa $[Z]$ da estrutura, que é adequada para o estudo de microfita. Para a extração das raízes complexas da equação característica da estrutura, utilizou-se o método iterativo de Newton Raphson, o qual, através de aproximações iniciais, sofre um processo de convergência para os zeros da equação, assim como sub-rotinas internas do Fortran. Os resultados apresentados sinalizaram a interferência direta da permissividade e permeabilidade efetiva do meio metamaterial com patch supercondutor, na frequência de ressonância, bem como a influência de cada um deles diretamente nos resultados.

Também foi feito a análise de uma antena de microfita do tipo *patch* retangular usando substrato metamaterial com patch supercondutor no software comercial, sendo feita uma comparação dos resultados simulados de uma antena convencional (utilizando substrato FR-4) com a antena com substrato metamaterial e elemento ressonador supercondutor, constatando a eficácia deste substrato no que diz respeito à miniaturização da antena em relação a sua área, contudo não se pode constatar o mesmo no que diz respeito ao volume, limitando o uso do substrato metamaterial em determinadas aplicações, sendo uma delas em uma Estação Rádio Base, por exemplo.

Foi feita também uma investigação teórica da antena de fenda circular usando SRR. A banda de rejeição é obtida utilizando SRR que ressoa na frequência de corte necessária. Observou-se que a estrutura de antena proposta levou a uma largura de banda excelente, maior do que 2,5:1, quando calculado da perda de retorno inferior a -10 dB, o que o torna um candidato para a utilização em sistemas de comunicação sem fio.

Vale ressaltar que o tempo computacional gasto pelo Matlab foi bem inferior que o necessário utilizando-se o software comercial. Essa característica é de fundamental importância para o estudo de antenas de microfita.

Deve-se deixar claro que tanto os modelos apresentados quanto o software utilizado nas simulações consideram o plano de terra como sendo infinito, onde toda a energia é irradiada no sentido positivo do eixo z .

Como contribuições deste trabalho, temos o desenvolvimento das equações gerais dos campos eletromagnéticos de uma antena de microfita sobre substrato metamaterial com patch supercondutor, utilizando o método da Linha de Transmissão Transversa - LTT, para antenas, através do estudo de seus parâmetros constitutivos, permissividade tensorial e permeabilidade tensorial, além do desenvolvimento de alguns protótipos para o sistema de comunicações UWB, com algumas bandas de rejeição, com o objetivo de¹³⁸

evitar possíveis interferências com alguns sistemas de banda estreita.

Na comparação entre os valores medidos e simulados, das antenas construídas, verifica-se uma boa concordância entre os valores medidos e simulados da perda de retorno. Diferenças entre essas duas curvas se dão provavelmente pelo desalinhamento entre os dois lados durante o processo de fabricação, além de imprecisões nas dimensões.

10.2 Sugestões para Trabalhos Futuros

Pode-se, como sugestão para trabalhos futuros, dar continuidade a este trabalho, através das seguintes sugestões:

- Análise de antenas de microfita sobre substrato metamaterial com PBG e patch supercondutor;
- Análise de antenas de microfita sobre substrato metamaterial com EBG.
- Análise de antenas de microfita sobre substrato metamaterial com EBG e patch supercondutor;
- Uso do método LTT na determinação de outras características ressonantes da antena, como diagrama de radiação, impedância de entrada, ganho e diretividade;
- Antenas de microfita com outras formas de patch sobre substrato metamaterial;
- Efetuar um estudo mais detalhado da antena com substrato metamaterial adequando sua área e volume para uma aplicação específica;
- Estudo de metamateriais em estruturas esféricas e estruturas compostas.

Trabalhos Publicados

- [1] **MOURA, C. G.**; Fernandes, H. C. C. and Sousa Neto M. P. Design of a ultra-wideband monopole antenna Using split ring resonator for notching Frequencies. *Microwave and Optical Technology Letters*, v. 56, p. 1471-1473, 2014. DOI: 10.1002/mop.28363.
- [2] **MOURA, C. G.** and Fernandes, H. C. C. Antena Planar UWB com Ressonador Metamaterial. In: CIENTEC 2014 (Reuniões acadêmico científica – Banners com orientador da UFRN), 2014, Natal/RN. CIENTEC2014-, Reuniões acadêmico-científica, realizada no período de 21 a 24 de outubro de 2014.
- [3] **MOURA, C. G.**, Silva Júnior, F. C. and Fernandes, H. C. C. Antenas Cônicas Analisadas pelo Método Dinâmico. In: CIENTEC 2013 (Reuniões acadêmico científica – Banners com orientador da UFRN), 2013, Natal/RN. CIENTEC2013- Reuniões acadêmico-científica, realizada no período de 22 a 25 de outubro de 2013.
- [4] **MOURA, C. G.** and Fernandes, H. C. C. Antenas Esféricas Analisadas pelo Método da Linha de Transmissão Transversa. In: CIENTEC 2013 (Reuniões acadêmico científica – Banners com orientador da UFRN), 2013, Natal/RN. CIENTEC2013-, Reuniões acadêmico-científica, realizada no período de 22 a 25 de outubro de 2013.
- [5] **MOURA, C. G.** and Fernandes, H. C. C. Ressonador Retangular de Fenda Multicamadas com PBG para Comunicação Sem Fio. In: CIENTEC 2013 (Reuniões acadêmico científica – Banners com orientador da UFRN), 2013, Natal/RN. CIENTEC2013-, Reuniões acadêmico-científica, realizada no período de 22 a 25 de outubro de 2013.
- [6] **FERNANDES, H. C. C.**; Silva Neto, A.S.; Moura, C. G. and Oliveira, G. C. Transverse transmission line method for cylindrical coordinates and antenna

application. In: AES2012, Advanced Electromagnetic Symposium, 2012, Paris. AES2012, Advanced Electromagnetic Symposium. Paris: AES, 2012. v. 1. p. CD-CD.

- [7] **FERNANDES, H. C. C.**; Silva Neto, A.S.; Moura, C. G.; Oliveira, G. C. and Kitayama, M. TTL method for cylindrical antennas II. In: ICSM2012-,International Conference on Superconductivity and Magnetism, 2012, Istanbul. ICSM2012-,International Conference on Superconductivity and Magnetism. Istanbul: ICSM, 2012. v. 1. p. 646 CD-646 CD.

- [8] **CAETANO, L. M.**; Fernandes, H. C. C.; Moura, C. G. Study of High Temperature Superconducting applied at Microstrip Linear Antennas Array. In: AES 2012, Avançada Electromagnetics Simpósio, 2012, França. AES 2012, Avançada Electromagnetics Simpósio, 2012.

- [9] **FERNANDES, H. C. C.**; Caetano, L.M. and Moura, C. G. Microstrip Antennas Array with superconductor patch at High Temperature at 254K. In: ICSM2012-, International Conference on Superconductivity and Magnetism, 2012, Istanbul. ICSM2012-,International Conference on Superconductivity and Magnetism. Istanbul: ICSM, 2012. v. 1. p. 651-651.

Referências Bibliográficas

- [1] Sanches, Carlos Alberto. *Projetando Redes WLAN*. São Paulo: São Paulo, 2007.
- [2] Fabrício G. S. Silva. “Antenas Inteligentes: Um Estudo sobre Conceitos e Propostas”, dissertação de mestrado, Universidade Federal de Campina Grande. Maio 2003.
- [3] J. E. J. Ferreira, J. E. B. Oliveira e L. A. Andrade. Projeto, Fabricação, Testes e Resposta em Frequência de *Double Negative Metamaterials* em uma dimensão utilizando *Split-Ring Resonator* com Geometria Triangular Equilátera de Cobre em Dielétrico Teflom e Fibra de Vidro. X simpósio de Aplicações Operacionais em Áreas de Defesa, ITA, São José dos Campos, SP, setembro 2008.
- [4] Hugo M. C. de Azevedo Maia. “Arranjo de Antenas de Microfita com Substrato Anisotrópico com Patch Supercondutor e Aplicações em Nanotecnologia, Tese de doutorado, Universidade Federal do Rio Grande do Norte. Jul.2013.
- [5] D. C. Lacerda. “Projeto e construção de antena de microfita para sistema móvel celular”, Universidade de Brasília. Dez.2008.
- [6] Joshua Clark. *Metamateriais, hsw, como tudo funciona*.
- [7] V. G. Veselago. The eletrodynamics of substances with simultaneosly negative values of “ ϵ ” and “ μ ”. *Soviet Physucs Uspekhi*, v. 10(no. 4), p. 509-514, 1968.
- [8] J. E. J. Ferreira, J. E. B. Oliveira e L. A. Andrade. “Projeto, Fabricação, Testes e Resposta em Frequência de *Double Negative Metamaterials* em uma dimensão utilizando *Split-Ring Resonator* com Geometria Triangular Equilátera de Cobre em Dielétrico Teflom e Fibra de Vidro”. X simpósio de Aplicações Operacionais em Áreas de Defesa, ITA, São José dos Campos, SP, setembro 2008.
- [9] H. C. C. Fernandes. “Estruturas Gerais em Guias de Onda Milimétricas: Linhas de Lâmina”. Tese de Doutorado), Universidade Estadual de Campinas, Unicamp, Campinas, SP, Brasil, dez. 1984.
- [10] H. C. C. Fernandes. “Método da Linha de Transmissão Transversa – LTT”, relatório técnico, Outubro, 1986.
- [11] T. Itoh and W. Menzel. “A full-wave analysis for open microstrip structures”. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, AP-29, PP. 63-68,1981.
- [12] Otimização de Largura de Banda de Antena de Microfita (Giovani Bulla).

- [13] Charles Kittel, “*Introduction to Solid State Physics*”, John Wiley & Sons, Inc. 1976.
- [14] D. Nghiem, J. T. Williams e D. R. Jackson, “A General Analysis of Propagation along Multiple-layer Superconducting Stripline and Microstrip Transmission Lines”, IEEE-MTT, Vol. 39, No 9, pp., 1553-1565, Set.1991.
- [15] J. M. Pond, C. M. Krowne e W. L. Carter, “On Application of Complex Resistive Boundary Conditions to Model Transmission Lines Consisting of Very Thin Superconductors”, IEEE-MTT, Vol. 37, No 1, pp. 181-189, Jan. 1989.
- [16] K. K. Mei e G. Liang, “*Eletromagnetics of Superconductors*”, IEEE-MTT, Vol. 39, No 9, pp. 1545-1552, Sep., 1991.
- [17] C. A. Balanis, “*Antenna Theory – Analysis and Design*”. Harper & Row, Publishers, New York, 1982.
- [18] Raymond Tang e Richard W. Burns, “*Phased Arrays*”, Antenna Engineering Handbook, Second Edition, McGraw-Hill.
- [19] G. A. Deschamps, Microstrip Microwave Antennas, III USAF Symposium on Antennas, 1953.
- [20] I.J. Bahl e P. Barthia, “Microstrip Antennas”, Artech House, 1982.
- [21] J. M. Pond, C. M. Krowne e W. L. Carter, “On Application of Complex Resistive Boundary Conditions to Model Transmission Lines Consisting of Very Thin Superconductors”, IEEE-MTT, Vol. 37, No 1, pp. 181-189, Jan. 1989.
- [22] J.Kessler, R.Dill and P.Russer, “Field Theory Investigation of High-Tc Superconducting Coplanar Waveguide Transmission Lines and Resonators”, IEEE MTT, vol. 39, no 9, pp. 1566 - 1574, Sep. 1991.
- [23] E. A. Linton, “*Superconductivity*”, London: Mathuen & Co. LTDA, Ney York: John Wiley & Sons Inc. 1964.
- [24] E. B. Eckholm e S. W. Mcknight, “*Attenuation and Dispersion for High-Tc Superconducting Microstrip Lines*”, IEEE-MTT, Vol. 38, pp. 387-395, 1990.
- [25] Z. Cai e J. Bornemann, “Generalized Spectral-Domain Analysis for Multilayered Complex Media and High-Tc Superconductor Application”, IEEE-MTT, Vol. 40, No 12, pp. 2251-2257, Dez. 1992.
- [26] SQUIDS - Superconducting Quantum Interference Devices(1Department of Physics, Ben-Gurion University of the Negev, P.O. Box 653, Be’er-Sheva 84105, Israel. Experimental physics course (2008). Submitted to: Prof. Jung Grzegorz (Dated: May 10, 2008).
- [27] C. F. L. Vasconcelos. “Desenvolvimento de Antenas de Microfita com Patch em Anel utilizando Materiais Ferrimagnéticos e Metamateriais”. Tese de Doutorado,¹⁴³

- Universidade Federal do Rio Grande do Norte, UFRN, Natal, RN, Brasil, Abr. 2010.
- [28] “Science Breakthrough of the year: The runners-up”. *Science*, v. 314, no. 5807, pp. 1850-1855, 2006.
- [29] T. Itoh and C. Caloz. “Electromagnetic metamaterials: transmission line theory and microwave applications”. New Jersey, USA: John Wiley & Sons, Inc., 2006.
- [30] D. R. Smith, W. J. Padilha, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz, “Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, no. 18, pp. 4184-4187, 1 May 2000.
- [31] R. A. Shelby, D. R. Smith, S. Schultz, “Experimental verification of a negative index of refraction,” *Science*, vol. 292, no. 5514, pp. 77-79, 6 April 2001.
- [32] R. W. Ziolkowski. “Doubler negative metamaterial design, experiments, and applications”. In: *IEEE AP-S INT. SYMP., Proceedings...* vol. 2, pp. 396-399, 2002.
- [33] Zhi-Yuan Shen, “High-Temperature Superconducting Microwave Circuits”, Artech House, Inc. 1994.
- [34] O. R. Baiocchi, R. S. Kong e T. Itoh, “Pulse Propagation in Superconducting Coplanar Striplines”, *IEEE trans., MTT*, Vol. 40, No 3, pp. 509-514, Mar. 1992.
- [35] K. K. Mei e G. Liang, “Electromagnetics of Superconductors”, *IEEE-MTT*, Vol. 39, No 9, pp. 1545-1552, Sep., 1991.
- [36] E. Yablonovitch e T. J. Gmitter: “Photonic band structure: the face-centered-cubic case”, *Journal of the Optical Society of America A*, p. 1792 Set. de 1990.
- [37] S. Fan, P. R. Villeneuve, e J. D. Joannopoulos, “Channel drop tunneling through localized states”, *Phys. Rev. Letters*, vol. 80, no. 5, pp. 960-963, 1998.
- [38] S. Sudhakaran. “Negative refraction from electromagnetic periodic structures and its applications”. Tese de Doutorado, University of London, 2006, p. 226.
- [39] Caloz, Christophe and Itoh, Tatsuo. *Electromagnetic Metamaterials: Transmission Line Theory and Microwave Applications*. New York, 2000.
- [40] M. C. K. Wiltshire. “Bending of light in the wrong way”. *Science* 292: pp. 60-61, 2001.
- [41] V. F. Barros. “Estudo do Efeito de Substratos Metamateriais em Parâmetros de Antenas de Microfita”. Dissertação de Mestrado, Universidade Federal do Rio Grande do Norte, UFRN, Natal, RN, Brasil, fevereiro 2012.
- [42] J. B. Pendry. “Negative refraction makes a perfect lens”, *Physical Review Letters*, Vol. 85, pp. 3966-3969, 2000.
- [43] K. Charles. “Introduction to solid State Physics”, John Wiley & Sons, Inc. 1976.

- [44] K. Buell, H. Mosallaei and K. Sarabandi. "A substrate for Small Patch Antennas providing Tunable Miniaturization Factors". *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, v. 54(no. 1)p. 135-146, 2006.
- [45] H. Mosallaei and K. Sarabandi. "Magneto-Dielectrics in Electromagnetics: Concept and Applications: Concept and Applications". *IEEE Trans. On Antennas and Propagation*, v. 52(no.6), p. 1558-1567, 2004.
- [46] J. Q. Howell. "Microstrip antennas". *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 23, No. 1, pp. 90-93, Jan 1975.
- [47] W. T. Lo, X. W. Shi and Y. Q. Hei. "Novel Planar UWB Monopole antenna with triple band-notched characteristics". *IEEE Antennas and Wireless Propagations Letters*, Vol 8, pp. 1094-1098, Oct. 2009.
- [48] D. R. Smith, W. J. Padilha, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz, "Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, no. 18, pp. 4184-4187, 1 May 2000.
- [49] E. V. Byron. "A new flush-mounted antenna element for phased array application". *Proc. Phased Array Symp.*, pp. 187-192, 1970.
- [50] J. R. James and P. S. Hall. "Handbook of microstrip antennas", vol. 1, London, UK: Peter Peregrinus Ltd., 1989.
- [51] D. M. Pozar and D. H. Schaubert. "Microstrip antennas – The analysis and design of microstrip antennas and arrays ", New York, USA: The IEEE, Inc., 1995.
- [52] J. P. Damiano, J. Bennequeouche and A. Papiernik. "Study of Multilayer Microstrip Antennas with Radiating Elements of Various Geometry", *IEEE Proceedings*, vol. 137, Pt. H, no. 3, June 1990.
- [53] H. R. Hassani, and D. Mirshekar-Syahkal. "Study of Electromagnetically Coupled Stacked Rectangular Patch Antennas", *IEE Proc. Microw. Propag.*, vol. 142, no. 1, February 1995.
- [54] J. Anguera, C. Puente, C. Borja, N. Delbene and J. Soler. "Dual-Frequency Broad-Band Stacked Microstrip Patch Antenna", *IEEE Antennas and Propagation Lett.*, vol. 2, 2003.
- [55] R. E. Collin. "Foundations for Microwave Engineering". New Jersey USA: John Wiley Sons, 2001.
- [56] I. J. Bahl e P. Bhartia. "Microstrip Antennas". Dedham MA: Artech House, 2001.
- [57] C. Balanis, "Antenna Theory: Analysis and Design ". New Jersey USA: John Wiley, Sons, Inc, 1997.
- [58] D. M. Pozar. "Microwave Engineering". John Wiley & Sons, Inc., 2011.

- [59] Sidney A. P. Silva e Humberto C.C. Fernandes, “Funções de base na análise do acoplador de linha de lâmina unilateral acoplada”, IV SPET-Simpósio de Pesquisa e Extensão em Tecnologia, Natal-RN, Anais pp. 79-81, Nov. 1998.
- [60] L. C. M. Oliveira, “Aplicações de Estruturas PBG em Dispositivos Planares de Microondas -Linhas e Antenas- em Substratos Dielétricos e Semicondutores: Desenvolvimento de Tecnologia e Caracterização”, Tese de Mestrado, Universidade Estadual de Campinas. Set. 2001.
- [61] E. R. Brown, C. D Parker, E. Yablonovitch, “Radiation properties of a planar antenna on a photonic-crystal substrate”, Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics, v. 10, p. 404–407, 1993.
- [62] J. D. Joannopoulos, R.D. Meade e J. N. Winn, “Photonic crystals: molding the flow of light”, 1ª Edição, Princeton Univ. Press, 1995.
- [63] S. G. Johnson, e J. D. Joannopoulos, “Introduction to photonic crystals: Bloch’s theorem, band diagrams, and gaps (but no defects)”, MIT, 2003.
- [64] M. P. Sousa Neto and H. C. C. Fernandes. “Metamaterials Applied to Microstrip Antennas”. In: Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica, *Proccedings*. MOMAG 2010, Vila Velha, Espírito Santo, Brasil, 2010.
- [65] C. F. L. Vasconcelos. “Desenvolvimento de Antenas de Microfita com Patch em Anel utilizando Materiais Ferrimagnéticos e Metamateriais”. Tese de Doutorado, Universidade Federal do Rio Grande do Norte, UFRN, Natal, RN, Brasil, Abr. 2010.
- [66] M. P. Sousa Neto and H. C. C. Fernandes. “Full-Wave Analysis of Rectangular Microstrip Antenna on Metamaterial”. In: International Microwave and Optoelectronics Conference *Proccedings*. IMOC 2011, Natal, Rio Grande do Norte, Brasil, 2011.
- [67] Humberto C. C. Fernandes e Hugo M. C. A. Maia, “*Superconductor Substrate With Critical Temperature at 212 For Planar Antenna*”, Journal of Materials Science and Engineering, Vol. 6, 5pp, ISSN 1934-8959, Jun. 2010. ISSN 1934-8959, USA, David Publishing Compan. Paper (ME9112801).
- [68] Humberto C. Chaves Fernandes, Hugo M. C. A. Maia e Leonardo M. Caetano, “*Rectangular Microstrip Antennas Linear Array with Superconductor at High Temperature*”, The 2011 World Congress in Computer Science Computer Engineering and Applied Computing, Las Vegas. ICWN 2011 International Conference on Wireless Networks 11, 2011.
- [69] J. Kim, N. Kim, S. Lee, and B. Oh, Triple band-notched UWB monopole antenna with two resonator structures, Microwave Opt Technol Lett 55 (2012), 4–6.

- [70] W. Y. Qiang and F. Tao, The Study on a Patch Antenna with PBG Structure, Third International Symposium on Intelligent Information Technology Application (2009).
- [71] C. A. Balanis,, [Antenna Theory], Wiley-Interscience, New Jersey (2005) , 146-149.
- [72] J. Kim, N. Kim, S. Lee, and B. Oh, Triple band-notched UWB monopole antenna with two resonator structures, *Microwave Opt Technol Lett* 55 (2012), 4–6.
- [73] E.B. Marek and M.A. Amin, Design of UWB planar antenna with improved cut-off at the out-of-band frequencies, *IEEE Antennas Wireless Propag Lett* 7 (2008), 408–410.
- [74] T. A Denidni and M. A. Habib, “Broadband printed CPW-fed circular slot antenna”, *Electron. Lett.*, Vol. 42, No. 3, 135-136, February 2006.
- [75] S. Barbarino and F. Consoli, “Effect of the substrate permittivity on the features of a planar slot antenna,” *Microw. Opt. Technol. Lett.*, Vol. 52, No. 4, 935-940, April 2010.
- [76] J. Yeo,, “Wideband circular slot antenna with tri-band rejection characteristics at 2.45/5.45/8 GHz,” *Microw. Opt. Technol. Lett.*, Vol. 50, No. 7, 1910-1914, July 2008.
- [77] Z., L. Li Yang, and H. Wang, “Investigation on ultra-wideband printed circular monopole antenna with frequency-notched,” *IEEE International Conference on Microwave and Millimeter Wave Technology*, Vol. 4, 1858-1861, 2008.
- [78] S. N., J. Khan and S. He Xiong, “Low profile and small size frequency notched planar monopole antenna from 3.5 to 23.64 GHz,” *Microw. Opt. Technol. Lett.*, Vol. 50, No. 1, 235-236, January 2008.
- [79] S. Tu, Y.C. Jiao, Y. Song, and Z. Zhang, “A novel miniature strip-line FED antenna with band-notched function for UWB applications,” *Progress In Electromagnetics Research Letters*, Vol. 10, 29-38, 2009.
- [80] Z.W. Yu, G.M. Wang, J.G. Liang, and X.J. Gao, “A semicircular band-notch ultra-wideband printed antenna based on CSRR,” *Microwave Opt Tecnol Lett* 53 (2011), 1496–1501.
- [81] M. P. Sousa Neto, H. C. C. Fernandes and C. G. Moura. Design of a Ultrawideband Monopole Antenna Using Split Ring Resonator for Notching Frequencies. *Mivrowave and Optical Technology Letters*, vol. 56, (2014), 1471- 1473.
- [82] R. Marqués, F. Mesa, J. Martel, and F. Medina, “Comparative analysis of edge- and broadside-coupled split ring resonators for metamaterial design—Theory and experiment,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, v. 51, no. 10, pp. 2572–2581, Oct. 2000.