

UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA
CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELÉTRICA
COORDENAÇÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO DOS CURSOS EM
ENGENHARIA ELÉTRICA

ARRANJOS DE ANTENAS DE MICROFITA
COM SUPERCONDUTORES SOBRE
SUBSTRATOS ANISOTRÓPICOS

Sandro Gonçalves da Silva

Orientadores:

Marcos Antônio Barbosa de Melo – UFPB – CCT – DEE
Adaildo Gomes d'Assunção – UFRN – CT – DEE

Tese submetida ao corpo docente da
Coordenação de Pós-Graduação em
Engenharia Elétrica – COPELE – do
Centro de Ciências e Tecnologia da
Universidade Federal da Paraíba,
Campus II, como parte dos requisitos
necessários para a obtenção do grau de
Doutor em Engenharia Elétrica.

1747
1630
101.316.1
13.12.1

Campina Grande – PB
Março – 2002

ARRANJOS DE ANTENAS DE MICROFITA COM SUPERCONDUTORES SOBRE SUBSTRATOS ANISOTRÓPICOS

Sandro Gonçalves da Silva

Orientadores:

Marcos Antônio Barbosa de Melo – UFPB – CCT – DEE

Adaildo Gomes d'Assunção – UFRN – CT – DEE

Campina Grande – PB

Março – 2002



S586a Silva, Sandro Goncalves da
 Arranjos de antenas de microfita com supercondutores
 sobre substratos anisotropicos / Sandro Goncalves da Silva.
 - Campina Grande, 2002.
 110 f.

 Tese (Doutorado em Engenharia Eletrica) - Universidade
 Federal da Paraiba, Centro de Ciencias e Tecnologia.

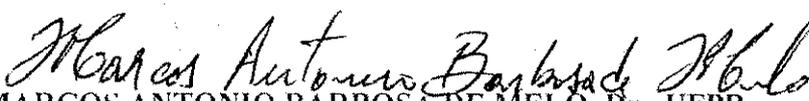
 1. Telecomunicacoes 2. Antenas de Microfita 3. Arranjos
 de Antenas 4. Substrato Anisotropico 5. Materiais
 Supercondutores 6. Tese - Engenharia Eletrica I. Melo,
 Marcos Antonio Barbosa de II. d'Assuncao, Adaildo Gomes
 III. Universidade Federal da Paraiba - Campina Grande (PB)
 IV. Título

CDU 621.396.676(043)

ARRANJOS DE ANTENAS DE MICROFITA COM SUPERCONDUTORES SOBRE
SUBSTRATOS ANISOTRÓPICOS

SANDRO GONÇALVES DA SILVA

Tese Aprovada em 22.03.2002


PROF. MARCOS ANTONIO BARBOSA DE MELO, Dr., UFPB
Orientador


PROF. ADAILDO GOMES D'ASSUNÇÃO, Dr., UFRN
Orientador


PROF. RUI FRAGASSI SOUZA, Dr., UNICAMP
Componente da Banca


PROF. GERVÁSIO PROTÁSIO DOS SANTOS CAVALCANTE, Dr., UFPA
Componente da Banca


PROF. ALFREDO GOMES NETO, D.Sc., CEFET-PB
Componente da Banca


PROF. MARCELO SAMPAIO DE ALENCAR, Ph.D., UFPB
Componente da Banca

CAMPINA GRANDE - PB
Março - 2002

À minha mãe e à minha esposa, que demonstraram afeto, carinho, amor e compreensão durante toda a realização deste trabalho.

Agradecimentos

A Deus, por mais esta vitória concedida.

À minha mãe, Apolônia Roberto da Silva, pelo amor, incentivo e confiança demonstrados durante todos os momentos da minha vida.

À minha esposa, Severina Floriano dos Santos Silva, pelo amor, dedicação, compreensão e incentivo.

Ao Professor Marcos Antônio Barbosa de Melo, pela orientação e amizade demonstrada durante o desenvolvimento deste trabalho.

Ao Professor Adaildo Gomes d'Assunção, pela orientação, incentivo e, principalmente, pela grande amizade demonstrada durante os muitos anos de convivência.

Ao Professor José de Ribamar Silva Oliveira, pelo incentivo, amizade e apoio técnico.

À Professora Maria Rosa Medeiros Lins de Albuquerque, pela amizade, incentivo e apoio na revisão final deste trabalho.

Ao Professor Rômulo Raimundo Maranhão do Valle, pela amizade e a orientação no Estágio-Docente.

Ao Professor Antônio Marcus Nogueira de Lima, ex-coordenador dos Cursos de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica (COPELE) – DEE – CCT – UFPB.

Ao Professor Benemar Alencar de Sousa, coordenador dos Cursos de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica (COPELE) – DEE – CCT – UFPB.

Aos funcionários da COPELE, Ângela, Pedro, Eleonor e Marcos, pelo apoio no desenvolvimento das atividades realizadas.

Aos demais professores, funcionários e amigos da UFPB.

À CAPES, pelo apoio suporte financeiro que viabilizou a realização deste trabalho.

Resumo

Este trabalho consiste na análise de antenas de microfita com filmes supercondutores e seus arranjos. São considerados arranjos lineares, planares e circulares de antenas de microfita com filmes retangulares supercondutores. Os substratos utilizados são compostos de camadas homogêneas ou heterogêneas, sendo estas constituídas de materiais isotrópicos ou anisotrópicos. O *patch*, que em antenas é normalmente metálico, foi substituído por um filme supercondutor muito fino.

Foram utilizados, na análise teórica, dois métodos de onda completa em conjunto com um método numérico. O método dos potenciais vetoriais de Hertz foi usado na análise de estruturas com substrato dielétrico homogêneo, que pode ser isotrópico ou anisotrópico. Para as estruturas com substrato heterogêneo utilizou-se o método da imitância, em virtude da sua simplicidade no modelamento das estruturas. Nos dois casos, o método de Galerkin foi utilizado para a obtenção de valores numéricos.

A utilização do *patch* de filme supercondutor acrescentou modificações no procedimento de análise da antena de microfita. Esta análise é feita por meio do modelo da impedância de superfície, sendo este baseado no modelo dos dois fluidos, que inicialmente foi considerado na investigação de linhas de microfita com materiais supercondutores. Neste sentido, foram alteradas as expressões para a permissividade elétrica do substrato dielétrico e para as transformadas de Fourier das componentes da função diádica de Green das estruturas analisadas. Desta forma, estes parâmetros tornaram-se dependentes diretos do valor da temperatura de operação.

Para as estruturas consideradas, foram realizadas análises numéricas de seus parâmetros principais, tais como: frequência de ressonância, largura de faixa, fator de qualidade, impedância de entrada e diagramas de radiação.

Os resultados obtidos demonstraram que a análise efetuada neste trabalho é precisa. Para alguns casos particulares, os valores numéricos obtidos para os parâmetros analisados foram comparados com os valores teóricos e experimentais de outros autores. Nestes casos, observou-se uma excelente concordância. Estes resultados indicam o potencial da técnica proposta na análise de estruturas com materiais supercondutores para aplicações em SHF e EHF.

São apresentadas sugestões de continuidade do trabalho.

Abstract

Theoretical analyses of superconducting microstrip antennas and arrays are presented in this work. The properties of linear, planar and circular array structures composed of microstrip superconducting patches were investigated. In the study, the dielectric substrate layers were assumed to be isotropic or anisotropic, while the microstrip patch was considered to be made of a very thin superconducting film.

In this analysis two techniques were used in order to determine the Green's function of the structure in the Fourier domain. These techniques are Hertz vector potentials and immittance approach. It should be pointed out that the analysis based on the immittance approach is suitable for the study of multilayered structure, because it is based on TE and TM equivalent circuits. Thereafter, numerical results for the microstrip patch antenna and arrays are obtained by using the moment method (Galerkin method).

The analysis of the very thin superconducting microstrip patch is performed by using a surface impedance approach and the two fluid model. In this analysis, the substrate electric permittivity and the Green's function expression of the structure are related to the operating temperature.

For the considered microstrip antennas and array structures, numerical analysis were developed to determine the effect of the operating temperature on several parameters, such as: resonant frequency, bandwidth, quality factor, input impedance and radiation pattern.

The results obtained in this work were compared to those available in the literature, for several particular cases. An excellent agreement was observed, showing that the proposed techniques are accurate and efficient in modeling superconducting microstrip antenna and arrays for microwaves and millimeter wave applications.

Future works are suggested on the development of planar antennas with new superconducting materials, other patch geometries and feeding techniques.

Sumário

Capítulo 1	Introdução	1
Capítulo 2	Materiais supercondutores	3
	2.1 Generalidades.....	3
	2.2 Classificação de materiais supercondutores em função do campo magnético aplicado.....	6
	2.3 Classificação de materiais supercondutores em função da temperatura crítica.....	8
	2.3.1 Supercondutores de baixa temperatura (LTS).....	8
	2.3.2 Supercondutores de alta temperatura (HTS).....	9
	2.4 O efeito Meissner.....	11
	2.5 Equações de London.....	14
	2.6 Modelo de dois fluidos.....	16
	2.7 Modificação da impedância de superfície pelo modelo de dois fluidos.....	17
	2.8 Aplicações em antenas.....	20
	2.8.1 Efeito da supercondutividade em alguns parâmetros da antena.....	20
	2.8.1.1 Comportamento da eficiência da antena.....	20
	2.8.1.2 Comportamento da largura de faixa.....	21
	2.9 Conclusão.....	22
Capítulo 3	Antenas de microfita com <i>patch</i> de filme supercondutor	23
	3.1 Modelamento através do método dos potenciais vetoriais de Hertz de uma antena de microfita com substrato dielétrico isotrópico.....	23
	3.1.1 Técnica de análise.....	25
	3.1.2 Método dos potenciais vetoriais de Hertz.....	25
	3.1.3 Análise no domínio espectral.....	27
	3.2 Modelamento através do método dos potenciais vetoriais de Hertz de uma antena de microfita com substrato dielétrico anisotrópico.....	32
	3.3 Modelamento através do método da imitância de uma antena de microfita com substrato dielétrico isotrópico suspenso.....	36
	3.3.1 Método da imitância no domínio espectral.....	37
	3.4 Determinação da impedância superficial do filme supercondutor.....	44
	3.5 Conclusão.....	46
Capítulo 4	Teoria de arranjos de antenas	47
	4.1 Arranjos de antenas.....	47
	4.1.1 Arranjo de dois elementos.....	47
	4.1.2 Arranjo linear de n elementos.....	51
	4.1.3 Arranjo planar de $m \times n$ elementos.....	54
	4.1.3.1 Fator de arranjo.....	55
	4.1.4 Arranjo circular.....	57

	4.1.4.1 Fator de arranjo.....	58
	4.2 Conclusão.....	61
Capítulo 5	Impedância de entrada de uma antena de microfita	62
	5.1 Modelamento da impedância de entrada.....	63
	5.2 Impedância de entrada de uma antena de microfita com filme supercondutor.....	66
	5.3 Conclusão.....	67
Capítulo 6	Resultados numéricos	68
	6.1 Antena de microfita com <i>patch</i> supercondutor sobre substrato isotrópico.....	68
	6.1.1 Antena de microfita com <i>patch</i> supercondutor.....	68
	6.1.2 Arranjo linear de antenas de microfita.....	76
	6.1.3 Arranjo planar de antenas de microfita.....	79
	6.2 Antenas de microfita com <i>patch</i> de filme supercondutor sobre substrato anisotrópico.....	83
	6.3 Antena de microfita com <i>patch</i> de filme supercondutor suspenso.....	87
	6.4 Arranjo circular de antenas de microfita com <i>patch</i> de filme supercondutor suspenso.....	90
	6.5 Impedância de entrada de uma antena de microfita com <i>patch</i> de filme supercondutor.....	95
	6.6 Conclusões.....	100
Capítulo 7	Conclusões	102
Apêndice	Formulação do espalhamento do campo elétrico em uma superfície fechada utilizando a função diádica de Green....	104
	Referências Bibliográficas	107

Lista de Símbolos e Abreviaturas

A	Constante de London
a_n	Coefficiente de excitação de amplitude do n-ésimo elemento
B_r	Largura de faixa de radiação
β_n	Coefficiente de excitação de fase do n-ésimo elemento
BW	Largura de faixa
\vec{B}	Densidade de campo magnético
\vec{C}	Função vetorial qualquer
\vec{D}	Densidade de campo elétrico
d	Espessura do substrato dielétrico
d	Espaçamento entre os <i>patches</i> no arranjo linear uniforme
d_x	Espaçamento entre os patches no arranjo planar na direção x
d_z	Espaçamento entre os patches no arranjo planar na direção z
\vec{E}	Intensidade de campo elétrico
E_x	Componente de campo elétrico na direção x
E_y	Componente de campo elétrico na direção y
E_z	Componente de campo elétrico na direção z
E_t	Campo elétrico tangencial
ϵ_0	Permissividade elétrica no vácuo
ϵ_r	Permissividade elétrica relativa
FA	Fator de arranjo
F_{res}	Frequência de ressonância
f_{real}	Parte real da frequência de ressonância
f_{imag}	Parte imaginária da frequência de ressonância
ϕ	Ângulo de azimute
\vec{G}	Função diádica de Green
γ_0	Constante de propagação no espaço livre
γ_1	Constante de propagação no meio 1
γ_2	Constante de propagação no meio 2
γ_e	Constante de propagação na direção y para o modo TM

γ_n	Constante de propagação na direção y para o modo TE
H_t	Campo magnético tangencial
H_x	Componente de campo magnético na direção x
H_y	Componente de campo magnético na direção y
H_z	Componente de campo magnético na direção z
j	Imaginário igual a $\sqrt{-1}$
\vec{J}	Densidade superficial de corrente elétrica
\vec{J}_n	Densidade de corrente de portadores normais
\vec{J}_s	Densidade de corrente de portadores supercondutores
k	Número de onda
k_0	Número de onda no espaço livre
L	Comprimento do <i>patch</i>
L_k	Indutância cinética
λ_L	Profundidade de penetração
m_s	Massa efetiva
μ_0	Permeabilidade magnética no vácuo
n	Número total de portadores do material
n_n	Número de portadores do material fora do estado de supercondutância
$\vec{\pi}_e$	Potencial vetorial elétrico
$\vec{\pi}_h$	Potencial vetorial magnético
Q	Fator de qualidade
q_n	Carga elétrica de portadores normais
q_s	Carga elétrica de portadores supercondutores
R_n	Distância do n -ésimo elemento ao observador
R_s	Resistência superficial do material no estado de supercondutância
r	Distância do elemento de referência ao observador
σ	Condutividade elétrica
σ_s	Condutividade elétrica do material no estado de supercondutância
σ_N	Condutividade elétrica do material no estado normal
σ_n	Condutividade complexa da corrente normal
σ_I	Parte real da condutividade complexa

σ_2	Parte imaginária da condutividade complexa
T	Temperatura absoluta de um material
T_c	Temperatura crítica do material supercondutor
T_{op}	Temperatura de operação
τ	Tempo de repouso para o espalhamento dos elétrons
\bar{v}	Velocidade dos portadores de um material
$\langle \bar{v} \rangle$	Velocidade média dos portadores normais
W	Largura do <i>patch</i>
Z_s	Impedância superficial do material no estado de supercondutância
$[\tilde{Z}]$	Matriz impedância
$\tilde{Z}_{xx}, \tilde{Z}_{xz}, \tilde{Z}_{zx}, \tilde{Z}_{zz}$	Transformada de Fourier das componentes da função diádica de Green

Lista de Figuras

Capítulo 2

2.1 Efeito túnel supercondutivo (efeito Josephson).....	5
2.2 Tabela periódica com identificação de elementos supercondutores do tipo I.....	6
2.3 Comportamento de um material condutor perfeito na temperatura de zero grau Kelvin (resistência nula).....	11
2.4 Comportamento de um material supercondutor na temperatura de zero grau Kelvin (resistência nula).....	11
2.5 Comportamento de um material supercondutor em estado de supercondutância sob a ação de um campo magnético externo.....	12
2.6 Característica do efeito Meissner em supercondutores do tipo II.....	12
2.7 Detalhe do efeito Meissner em supercondutores do tipo II.....	13

Capítulo 3

3.1 Antena de microfita com <i>patch</i> retangular.....	24
3.2 Antena de microfita suspensa do tipo <i>patch</i> isolado.....	36
3.3 Circuitos equivalentes de linhas de transmissão para os modos TM e TE.....	37
3.4 Relação entre os sistemas de coordenadas (x, y, z) e (v, y, u)	38

Capítulo 4

4.1 Arranjo linear com dois dipolos infinitesimais.....	47
4.2 Arranjo linear de dois elementos para a região de campo distante.....	48
4.3 Arranjo linear com n elementos.....	52
4.4 Arranjo planar com $m \times n$ elementos.....	54
4.5 Arranjo circular com n elementos.....	57

Capítulo 5

5.1 (a) Vista isométrica de uma antena de microfita com alimentação através de cabo coaxial e (b) detalhe do conector de alimentação.....	62
---	----

Capítulo 6

6.1 Antena de microfita com <i>patch</i> isolado.....	69
6.2 Comportamento da frequência de ressonância em função da temperatura	

de operação da antena de microfita. <i>Patch</i> de filme supercondutor: $T_c = 89$ K, $\sigma_{nc} = 10^6$ S/m, $\lambda_L(0) = 140$ nm, $W = 1630$ μ m, $L = 935$ μ m, $t_{sc} = 350$ nm e $T_{op} = 50$ K. Substrato dielétrico isotrópico: $\epsilon_{r1}=23,81$ e $d = 254$ μ m.....	71
6.3 Diagrama da intensidade de campo elétrico no plano E de uma antena de microfita com <i>patch</i> de filme supercondutor. <i>Patch</i> de filme supercondutor: $T_c = 89$ K, $\sigma_{nc} = 10^6$ S/m, $\lambda_L(0) = 140$ nm, $W = 1630$ μ m, $L = 935$ μ m, $t_{sc} = 350$ nm e $T_{op} = 50$ K. Substrato dielétrico isotrópico: $\epsilon_{r1}=23,81$ e $d = 254$ μ m.....	72
6.4 Diagrama da intensidade de campo magnético no plano H de uma antena de microfita com <i>patch</i> de filme supercondutor. <i>Patch</i> de filme supercondutor: $T_c = 89$ K, $\sigma_{nc} = 10^6$ S/m, $\lambda_L(0) = 140$ nm, $W = 1630$ μ m, $L = 935$ μ m e $t_{sc} = 350$ nm e $T_{op} = 50$ K. Substrato dielétrico isotrópico: $\epsilon_{r1}=23,81$ e $d = 254$ μ m.....	73
6.5 Comportamento do fator de qualidade em função da temperatura de operação. <i>Patch</i> de filme supercondutor: $T_c = 89$ K, $\sigma_{nc} = 10^6$ S/m, $\lambda_L(0) = 140$ nm, $W = 1630$ μ m, $L = 935$ μ m, $t_{sc} = 350$ nm e $T_{op} = 50$ K. Substrato dielétrico isotrópico: $\epsilon_{r1}=23,81$ e $d = 254$ μ m.....	74
6.6 Comportamento da largura de faixa em função da temperatura de operação. <i>Patch</i> de filme supercondutor: $T_c = 89$ K, $\sigma_{nc} = 10^6$ S/m, $\lambda_L(0) = 140$ nm, $W = 1630$ μ m, $L = 935$ μ m, $t_{sc} = 350$ nm e $T_{op} = 50$ K. Substrato dielétrico isotrópico: $\epsilon_{r1}=23,81$ e $d = 254$ μ m.....	75
6.7 Arranjo de linear antenas de microfita.....	76
6.8 Diagrama da intensidade de campo elétrico no plano E de um arranjo linear de antenas de microfita com <i>patch</i> de filme supercondutor com 12 elementos e frequência de ressonância de 28,65 GHz. <i>Patch</i> de filme supercondutor: $T_c = 89$ K, $\sigma_{nc} = 10^6$ S/m, $\lambda_L(0) = 140$ nm, $W = 1630$ μ m, $L = 935$ μ m, $t_{sc} = 350$ nm e $T_{op} = 50$ K. Substrato dielétrico isotrópico: $\epsilon_{r1}=23,81$ e $d = 254$ μ m.....	77
6.9 Diagrama da intensidade de campo magnético no plano H de um arranjo linear de antenas de microfita com <i>patch</i> de filme supercondutor com 12 elementos e frequência de ressonância de 28,65 GHz. <i>Patch</i> de filme	

supercondutor: $T_c = 89$ K, $\sigma_{nc} = 10^6$ S/m, $\lambda_L(0) = 140$ nm, $W = 1630$ μ m, $L = 935$ μ m, $t_{sc} = 350$ nm e $T_{op} = 50$ K. Substrato dielétrico isotrópico: $\epsilon_{r1} = 23,81$ e $d = 254$ μ m.....	78
6.10 Arranjo planar de antenas de microfita.....	79
6.11 Diagrama da intensidade de campo elétrico no plano E de um arranjo planar de antenas de microfita com <i>patch</i> de filme supercondutor com 16 (4x4) elementos e frequência de ressonância de 28,65 GHz. <i>Patch</i> de filme supercondutor: $T_c = 89$ K, $\sigma_{nc} = 10^6$ S/m, $\lambda_L(0) = 140$ nm, $W = 1630$ μ m, $L = 935$ μ m, $t_{sc} = 350$ nm e $T_{op} = 50$ K. Substrato dielétrico isotrópico: $\epsilon_{r1} = 23,81$ e $d = 254$ μ m.....	80
6.12 Diagrama da intensidade de campo magnético no plano H de um arranjo planar de antenas de microfita com <i>patch</i> de filme supercondutor com 16 (4x4) elementos e frequência de ressonância de 28,65 GHz. <i>Patch</i> de filme supercondutor: $T_c = 89$ K, $\sigma_{nc} = 10^6$ S/m, $\lambda_L(0) = 140$ nm, $W = 1630$ μ m, $L = 935$ μ m, $t_{sc} = 350$ nm e $T_{op} = 50$ K. Substrato dielétrico isotrópico: $\epsilon_{r1} = 23,81$ e $d = 254$ μ m.....	81
6.13 Diagrama de radiação tridimensional de um arranjo planar de antenas de microfita com <i>patch</i> de filme supercondutor com 25 (5x5) elementos e frequência de ressonância de 28,65 GHz. <i>Patch</i> de filme supercondutor: $T_c = 89$ K, $\sigma_{nc} = 10^6$ S/m, $\lambda_L(0) = 140$ nm, $W = 1630$ μ m, $L = 935$ μ m, $t_{sc} = 350$ nm e $T_{op} = 50$ K. Substrato dielétrico: $\epsilon_{r1} = 23,81$ e $d = 254$ μ m.....	82
6.14 Comportamento da frequência de ressonância em função da razão de anisotropia do material do substrato para antena de microfita com <i>patch</i> (1) de filme supercondutor e (2) metálico. <i>Patch</i> de filme supercondutor: $T_c = 89$ K, $\sigma_{nc} = 10^6$ S/m, $\lambda_L(0) = 140$ nm, $W = 1630$ μ m, $L = 935$ μ m, $t_{sc} = 350$ nm e $T_{op} = 50$ K.....	84
6.15 Comportamento da frequência de ressonância em função da temperatura de operação para antena de microfita com <i>patch</i> de filme supercondutor. Substratos dielétricos: PBN, Safira, Epsilam-10 e isotrópico [26]. <i>Patch</i> de filme supercondutor: $T_c = 89$ K, $\sigma_{nc} = 10^6$ S/m, $\lambda_L(0) = 140$ nm, $W = 1630$ μ m, $L = 935$ μ m, $t_{sc} = 350$ nm e $T_{op} = 50$ K. Substrato dielétrico:	

d = 254 μm	85
6.16 Antena de microfita suspensa com <i>patch</i> isolado.....	87
6.17 Diagrama da intensidade de campo elétrico no plano E para antena de microfita suspensa com filme supercondutor. <i>Patch</i> de filme supercondutor: $T_c = 89 \text{ K}$, $\sigma_{nc} = 10^6 \text{ S/m}$, $\lambda_L(0) = 140 \text{ nm}$, $W = 1630 \mu\text{m}$, $L = 935 \mu\text{m}$, $t_{sc} = 350 \text{ nm}$ e $T_{op} = 50 \text{ K}$. Substrato dielétrico isotrópico: $\epsilon_{r2} = 23,81$ e $d_2 = 254 \mu\text{m}$	88
6.18 Diagrama da intensidade de campo magnético no plano H para antena de microfita suspensa com filme supercondutor. <i>Patch</i> de filme supercondutor: $T_c = 89 \text{ K}$, $\sigma_{nc} = 10^6 \text{ S/m}$, $\lambda_L(0) = 140 \text{ nm}$, $W = 1630 \mu\text{m}$, $L = 935 \mu\text{m}$, $t_{sc} = 350 \text{ nm}$ e $T_{op} = 50 \text{ K}$. Substrato dielétrico isotrópico: $\epsilon_{r2} = 23,81$ e $d_2 = 254 \mu\text{m}$	89
6.19 Arranjo circular de antenas de microfita suspensas.....	90
6.20 Diagrama da intensidade de campo elétrico no plano E para um arranjo circular de antenas de microfita suspensas com filmes supercondutores. <i>Patch</i> de filme supercondutor: $T_c = 89 \text{ K}$, $\sigma_{nc} = 10^6 \text{ S/m}$, $\lambda_L(0) = 140 \text{ nm}$, $W = 1630 \mu\text{m}$, $L = 935 \mu\text{m}$, $t_{sc} = 350 \text{ nm}$ e $T_{op} = 50 \text{ K}$. Substrato dielétrico isotrópico: $\epsilon_{r2} = 23,81$ e $d_2 = 254 \mu\text{m}$	91
6.21 Diagrama da intensidade de campo magnético no plano H para um arranjo circular de antenas de microfita suspensas com filmes supercondutores. <i>Patch</i> de filme supercondutor: $T_c = 89 \text{ K}$, $\sigma_{nc} = 10^6 \text{ S/m}$, $\lambda_L(0) = 140 \text{ nm}$, $W = 1630 \mu\text{m}$, $L = 935 \mu\text{m}$, $t_{sc} = 350 \text{ nm}$ e $T_{op} = 50 \text{ K}$. Substrato dielétrico: $\epsilon_{r2} = 23,81$ e $d_2 = 254 \mu\text{m}$	92
6.22 Diagrama da intensidade de campo elétrico no plano E para um arranjo circular de antenas de microfita suspensas com filmes supercondutores. <i>Patch</i> de filme supercondutor: $T_c = 89 \text{ K}$, $\sigma_{nc} = 10^6 \text{ S/m}$, $\lambda_L(0) = 140 \text{ nm}$, $W = 1630 \mu\text{m}$, $L = 935 \mu\text{m}$, $t_{sc} = 350 \text{ nm}$ e $T_{op} = 50 \text{ K}$. Substrato dielétrico: $\epsilon_{r2} = 23,81$, $d_1 = 280 \mu\text{m}$ e $d_2 = 254 \mu\text{m}$. São considerados (1) $n = 8$, (2) $n = 12$ e (3) $n = 16$ elementos.....	93
6.23 Diagrama da intensidade de campo magnético no plano H para um arranjo circular de antenas de microfita suspensas com filmes supercondutores. Filme supercondutor: $T_c = 89 \text{ K}$, $\sigma_{nc} = 10^6 \text{ S/m}$,	

$\lambda_L(0) = 140 \text{ nm}$, $t_{sc} = 350 \text{ nm}$ e $T_{op} = 50 \text{ K}$. Antena: $ka = 10$, $W = 1630 \text{ }\mu\text{m}$, $L = 935 \text{ }\mu\text{m}$, $\epsilon_r = 23,81$ e $d_2 = 254 \text{ }\mu\text{m}$, com: (1) $n = 8$, (2) $n = 12$ e (3) $n = 16$ elementos.....	94
6.24 (a) Vista isométrica de uma antena de microfita com alimentação por cabo coaxial e (b) detalhe do conector de alimentação.....	95
6.25 Comportamento da impedância de entrada, em função da frequência de ressonância para antena de microfita com <i>patch</i> metálico. Antena: $W = 20,45 \text{ cm}$, $L = 13,97 \text{ cm}$, $d = 0,1588 \text{ cm}$ e $\epsilon_r = 2,59$. Ponto de alimentação: $x_0 = 0,0 \text{ cm}$ e $z_0 = 0,635 \text{ cm}$	96
6.26 Comportamento da parte real da impedância de entrada em função da frequência, para várias temperaturas de operação da antena de microfita com <i>patch</i> supercondutor. Filme supercondutor: $T_c = 89\text{K}$, $\sigma_{nc} = 10^6 \text{ S/m}$, $\lambda_L(0) = 140 \text{ nm}$, $t_{sc} = 350 \text{ nm}$ e $T_{op} = 50 \text{ K}$. Antena: $W = 1630 \text{ }\mu\text{m}$, $L = 935 \text{ }\mu\text{m}$, $d = 254 \text{ }\mu\text{m}$ e $\epsilon_r = 23,81$. Ponto de alimentação: $x_0 = 0,0 \text{ cm}$ e $z_0 = 0,00425 \text{ cm}$	97
6.27 Comportamento da parte imaginária da impedância de entrada em função da frequência, para várias temperaturas de operação da antena de microfita com <i>patch</i> supercondutor. Filme supercondutor: $T_c = 89\text{K}$, $\sigma_{nc} = 10^6 \text{ S/m}$, $\lambda_L(0) = 140 \text{ nm}$ e $t_{sc} = 350 \text{ nm}$ e $T_{op} = 50 \text{ K}$. Antena: $W = 1630 \text{ }\mu\text{m}$, $L = 935 \text{ }\mu\text{m}$, $d = 254 \text{ }\mu\text{m}$ e $\epsilon_r = 23,81$. Ponto de alimentação: $x_0 = 0,0 \text{ cm}$ e $z_0 = 0,00425 \text{ cm}$	98
6.28 Comportamento da frequência de ressonância para variação do número de termos de integração, no método de Galerkin. <i>Patch</i> de filme supercondutor: $T_c = 89 \text{ K}$, $\sigma_{nc} = 10^6 \text{ S/m}$, $\lambda_L(0) = 140 \text{ nm}$, $W = 1630 \text{ }\mu\text{m}$, $L = 935 \text{ }\mu\text{m}$, $t_{sc} = 350 \text{ nm}$ e $T_{op} = 50 \text{ K}$. Substrato dielétrico isotrópico: $\epsilon_{r1} = 23,81$ e $d = 254 \text{ }\mu\text{m}$	99

Lista de Tabelas

Capítulo 2

2.1 Cerâmicas supercondutoras do tipo II.....	7
---	---

Capítulo 6

6.1 Constantes dielétricas relativas para materiais anisotrópicos uniaxiais...	86
--	----

Capítulo 1

Introdução

Os sistemas de comunicações atuais são de vital importância para a humanidade. Especificamente, esses sistemas despertaram um enorme interesse devido à aplicação dos mesmos nas áreas econômica, militar e de comunicações pessoais, com características de evolução contínua. Assim, muitas pesquisas têm sido desenvolvidas para facilitar o acesso à informação, por meio de sistemas de rádio, televisão e internet. Objetiva-se, também, obter uma maior disponibilidade de acessos à telefonia fixa e celular, com o aumento das taxas de transferências de dados e que permita aumentar a confiabilidade e velocidade nesses sistemas.

Dentre os dispositivos utilizados para atender os objetivos acima, destacam-se as antenas. Estes elementos são os principais responsáveis pela conexão entre dois ou mais pontos distantes do sistema. A forma, o tamanho e os materiais que compõem as antenas são determinados pelo tipo de aplicação. Atualmente, as antenas planares vêm despertando um interesse crescente entre os pesquisadores, devido à sua grande versatilidade, facilidade de fabricação e custo reduzido. Um exemplo deste fato é o grande interesse por arranjos destas antenas nos sistemas de telefonia celular, devido aos valores elevados da diretividade e à possibilidade de controle do feixe radiado com rotinas adaptativas (*Smart Antennas*).

Uma das antenas planares mais pesquisadas é a antena de microfita (*Microstrip Antenna*) [1]-[18]. Esta, em sua forma básica, é constituída de um plano de terra metálico, uma camada de substrato dielétrico e um *patch* metálico. Esta antena agrega características adequadas, tais como: peso reduzido e pequenas dimensões, para

sistemas de radar, satélites, telefonia celular e sistemas de comunicações a longa distância. Entretanto, também são observados aspectos inadequados, tais como: baixa eficiência, perdas elevadas, excitação de ondas de superfície e pequena largura de faixa. Várias propostas de modificação da forma básica deste dispositivo foram investigadas. Novos materiais para os substratos e *patches* tentam minimizar estes aspectos indesejados.

Neste contexto, o trabalho propõe a substituição do *patch* metálico usual por filme supercondutor de alta qualidade. Esta investigação é feita no domínio espectral e com a utilização do método dos potenciais vetoriais de Hertz, em conjunto com o método dos momentos.

O Capítulo 2 apresenta um breve histórico dos materiais supercondutores. São introduzidas as teorias básicas referentes a estes materiais e suas principais aplicações.

No Capítulo 3 é efetuada a modelagem da estrutura básica através dos métodos de análise.

A teoria para o estudo de arranjos lineares, planares e circulares é apresentada no Capítulo 4.

No Capítulo 5 é introduzido o modelo da impedância de entrada para uma antena de microfita com *patch* de filme supercondutor.

O Capítulo 6 mostra os resultados obtidos para antenas de microfita com *patch* de filme supercondutor e seus arranjos, incluindo comparações de alguns parâmetros com resultados teóricos e experimentais apresentados na literatura.

No Capítulo 7, os resultados obtidos são comentados e algumas sugestões são apresentadas para a continuidade da pesquisa.

Capítulo 2

Materiais supercondutores

2.1 - Generalidades

O fenômeno da supercondutividade foi observado, pela primeira vez no início do Século XX, pelo físico holandês Heike Kammerlingh Onnes [19]. Em uma de suas pesquisas, Onnes procurava uma forma de estudar as propriedades dos materiais quando estes eram submetidos a temperaturas extremamente baixas. Para alcançar seu objetivo, Onnes concentrou seus esforços na liquefação do ar para produzir Hidrogênio líquido, para possibilitar a obtenção do Hélio líquido. Em 10 de julho de 1908, Onnes obteve êxito em sua pesquisa por meio de um aparato térmico, conseguindo produzir 60 cm³ de Hélio líquido. Esta nova estrutura, denominada câmara criogênica, foi o ponto de partida para o estudo da chamada Física de Baixas Temperaturas.

Assim, em 1911, ao estudar o comportamento das propriedades elétricas dos metais em baixas temperaturas, utilizando um fio de Mercúrio com um alto grau de pureza, Onnes observou que a resistência elétrica deste material tinha um comportamento diferente do esperado. Ao ser submetido à temperatura de 4,2 K (-268,8 °C, o ponto de ebulição do Hélio) a resistência elétrica do Mercúrio passava a zero. O Mercúrio foi, então, denominado de material supercondutor e a temperatura em

que se observava o fenômeno foi denominada como temperatura crítica ou, simplesmente, T_c .

Esta experiência foi realizada posteriormente para vários outros materiais obtendo-se valores diferentes de T_c para diferentes substâncias. Assim, observou-se que cada material apresentava uma temperatura crítica própria na qual o fenômeno era observado.

Outras experiências também foram realizadas por Onnes. Em uma delas, ele provocou o surgimento de uma corrente elétrica em uma espira de material supercondutor, sob condições ideais de temperatura, na qual ele observou que após um ano e sem auxílio de bateria, a corrente se apresentava sem nenhuma perda, sendo denominada de corrente persistente [19]-[20].

Em um outro experimento, Onnes observou o comportamento da resistência do material supercondutor à medida que ele aumentava o valor da corrente que circulava nele. A resistência do material que era inicialmente nula foi rapidamente elevada. Este fato ocorreu ao se atingir um valor determinado de corrente. Esta corrente recebeu o nome de corrente crítica.

Devido a estas importantes descobertas, Onnes recebeu o prêmio Nobel de Física de 1913.

A primeira explicação bem aceita para o fenômeno da supercondutividade foi proposta em 1957, pelos físicos americanos John Bardeen, Leon Cooper e Robert Schieffer [19]-[20], por meio da teoria BCS (Bardeen-Cooper-Schieffer), segundo a qual:

“A resistência elétrica igual a zero observada nos materiais em estado de supercondutividade é devida a uma corrente elétrica formada por pares de elétrons com *spin* e momento opostos, que permanecem unidos e alinhados, enquanto se deslocam. Assim, não há a perda de energia, pois esses pares de elétrons se movem sem nenhum impedimento através do material”.

A base desta afirmação fundamenta-se na organização das vibrações internas do material, denominadas de fônons, originando-se uma espécie de “depressão” que força a união dos elétrons. Esta formação de pares de elétrons é um efeito puramente quântico, extremamente dependente da temperatura do material, pois um aumento de temperatura ocasiona uma desorganização dos fônons e, como consequência, a eliminação do fenômeno da supercondutividade.

Pelo desenvolvimento desta teoria, Barden, Cooper e Schieffer [19]-[20] foram agraciados com o prêmio Nobel de Física de 1972.

Em 1962, Brian D. Josephson, um estudante de graduação da Universidade de Cambridge, previu que uma corrente elétrica flui através de duas amostras de material supercondutor quando estas se encontram separadas por um isolante ou material não-supercondutor. Este efeito túnel foi comprovado anos após por ele, que recebeu o prêmio Nobel de Física de 1973.

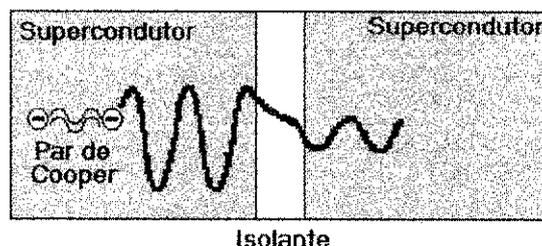


Figura 2.1 – Efeito túnel supercondutivo (Efeito Josephson [19]-[20]).

Em 1986, Georg Bednorz e Alex Müller [19], cientistas da IBM, criaram um novo tipo de material cerâmico supercondutor, um óxido de Bário, Lantânio e Cobre, com uma temperatura crítica de 30 K, sendo este valor de temperatura o mais alto alcançado desde 1911. No ano seguinte, outros pesquisadores se dedicaram a testar o YBaCuO, uma nova cerâmica supercondutora com T_c igual a 90 K. Esta nova cerâmica, com T_c de 90 K, marca o início da utilização de materiais supercondutores de alta temperatura. Este fato permitiu a substituição do Hélio líquido pelo Nitrogênio líquido como substância refrigerante.

Devido a esses avanços, ocorreu uma grande intensificação nas pesquisas nessa área. A produção de novas famílias de cerâmicas com temperaturas críticas cada vez mais altas, como as cerâmicas da família do Tálcio, que apresentam temperaturas críticas acima de 125 K, e as cerâmicas da família do Mercúrio, com T_c que chegam a 150 K foi o resultado principal deste esforço [19].

Um detalhamento de alguns destes fatos e teorias será apresentado na seção seguinte. Um fato relevante a ser mencionado é que, neste trabalho, foi considerado apenas o efeito macroscópico do fenômeno da supercondutividade, em função do interesse na aplicação das características dos materiais supercondutores no desenvolvimento de antenas.

2.2 - Classificação de materiais supercondutores para variações do campo magnético aplicado

Os materiais supercondutores são divididos em dois tipos:

Materiais supercondutores do tipo I – São, na maioria das vezes, metais com um alto grau de pureza. Estes materiais foram os primeiros materiais supercondutores descobertos e, normalmente, necessitam de temperaturas extremamente baixas para sua utilização [20].

Uma característica destes materiais é que, em uma dada temperatura, eles possuem um valor de campo magnético crítico, ou seja, um valor de intensidade de campo magnético igual ou superior a este é capaz de destruir o estado de supercondutância.

A Tabela Periódica (Figura 2.2) mostra os elementos químicos que apresentam o fenômeno da supercondutividade incluindo o Nióbio, o Tecnécio e o Vanádio que são, tecnicamente, materiais supercondutores do tipo II [21].

Ironicamente, o Ouro, o Cobre e a Prata, que são excelentes condutores elétricos na temperatura ambiente, não apresentam o fenômeno da supercondutividade.

Elementos Supercondutores Conhecidos

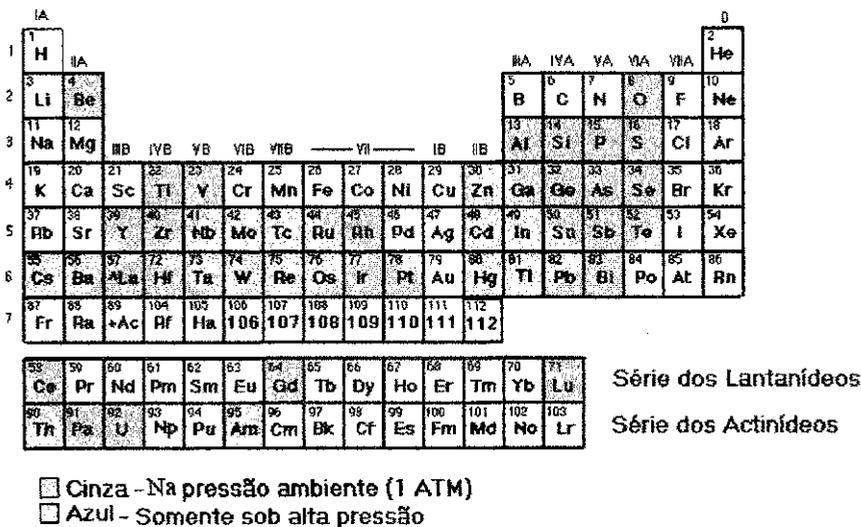


Figura 2.2 – Tabela Periódica com identificação de elementos supercondutores do tipo I.

Materiais supercondutores do tipo II – Estes materiais possuem dois campos magnéticos externos críticos, H_{c1} e H_{c2} . Para valores de campo magnético externo acima de H_{c1} , o material passa para um estado misto, no qual existem portadores supercondutores (pares de Cooper) e portadores normais (elétrons) de forma mais equilibrada. Para o caso em que o campo magnético externo aplicado é maior que H_{c2} , o material deixa de apresentar o fenômeno da supercondutividade.

Normalmente, estes supercondutores são cerâmicos e apresentam temperaturas críticas elevadas. Alguns exemplos de materiais supercondutores do tipo II são mostrados na Tabela 2.1.

Tabela 2.1: Materiais cerâmicos do tipo II.

CERÂMICA	TEMPERATURA CRÍTICA, T_c (K)
$Yb_2Cu_3O_7$	92
$Bi_2Sr_2CaCuO_4$	110
$Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10}$	125
$Tl_{1.6}Hg_{0.4}Ba_2Ca_2Cu_3O_{10+}$	130
$Hg_{0.8}Tl_{0.2}Ba_2Ca_2Cu_3O_{8.33}$	138
$HgBa_2Ca_2Cu_3O_8$	133-135

2.3 - Classificação de materiais supercondutores pelo valor da temperatura crítica

2.3.1 - Supercondutores de baixa temperatura (LTS)

A designação “supercondutor de baixa temperatura” é utilizada para todos os materiais supercondutores que apresentam temperatura crítica abaixo de 77 K (ponto de ebulição do Nitrogênio) [19]-[20]. As primeiras aplicações desses materiais ocorreram nos anos 50. Pode-se destacar, nesse período, a construção de dispositivos passivos como: Linhas de Atraso e Estruturas de Ondas Lentas [19]. Os materiais utilizados nessas aplicações foram o Chumbo (Pb), o Nióbio (Nb) e alguns compostos obtidos com o Nióbio [19]. Esses dispositivos utilizavam, como líquido refrigerante, o Hélio líquido (4,2 K).

A proximidade da temperatura de operação desses materiais da temperatura crítica do Hélio retardou em uma década o surgimento de dispositivos ativos. Estes só começaram a ser desenvolvidos com o surgimento de novos materiais, com temperaturas críticas mais elevadas. Então, foi possível desenvolver dispositivos como: detectores, misturadores, amplificadores paramétricos, osciladores, osciloscópios e o SQUID (*Superconducting Quantum Interference Device*) [19].

A não-linearidade apresentada por alguns desses dispositivos baseia-se na teoria do efeito túnel em supercondutores, ou efeito Josephson, desenvolvida por B. D. Josephson e comprovada experimentalmente por P. W. Anderson e outros [19]-[20].

A dificuldade gerada pela utilização do Hélio líquido resultou na utilização da maioria destes dispositivos apenas em laboratórios. Esta limitação persistiu por mais de 20 anos. O surgimento de novos materiais que utilizavam o Nitrogênio líquido (77 K), como líquido refrigerante, foi um divisor de águas no desenvolvimento dessa tecnologia. Estes novos materiais receberam a denominação de supercondutores de alta temperatura.

2.3.2 - Supercondutores de alta temperatura (HTS)

Os supercondutores de alta temperatura são óxidos de constituição complexa que apresentam temperatura crítica superior a 77 K (o ponto de ebulição do Nitrogênio líquido).

Em janeiro de 1986, G. Bednorz e A. Muller [20], do laboratório da IBM de Zurique (Suíça), relataram o desenvolvimento de um novo composto a base de LaBaCuO (óxido de Bário, Lantânio e Cobre). Esta nova cerâmica supercondutora possuía temperatura crítica de 30 K, que foi, na época, a maior temperatura crítica observada em um supercondutor.

No ano seguinte, o grupo de pesquisa de Paul Ching-Wu [19] da Universidade de Houston e outros grupos ao redor do mundo [19]-[20] desenvolveram uma nova linha de cerâmicas com temperatura crítica de 90 K. Os dispositivos baseados nessa tecnologia apresentavam baixa perda, pequenas dimensões, baixo ruído e consumo reduzido. Estas características despertaram o interesse de diversos grupos de pesquisa, da indústria e militares [19]-[37].

A grande vantagem na utilização dos HTS é o enorme número de aplicações que esta tecnologia permite. Este fato é observado tanto no desenvolvimento de componentes passivos como de dispositivos ativos. Pode-se citar, como exemplos de componentes passivos, os seguintes [19]:

- Ressonadores (Unidimensionais, Bidimensionais e Ajustáveis);
- Filtros (Unidimensionais e Bidimensionais);
- Multiplexadores;
- Chaves;
- Defasadores;
- Antenas;

A fabricação de componentes ativos como:

- SQUID – *Superconducting Quantum Interference Device*;
- SFFT – *Superconducting Flux Flow Transistor*;
- SFET – *Superconducting Field Effect Transistor*.

favoreceram o desenvolvimento de circuitos para microondas como [19]:

- Detectores;
- Misturadores;

- Amplificadores paramétricos;
- Osciladores.

2.4 - O efeito Meissner

O efeito Meissner foi descoberto em 1933 por Walter Meissner e Robert Ochsenfeld [19]-[20]. Este fenômeno conhecido também como diamagnetismo perfeito somente é observado nos materiais supercondutores. O efeito se constitui na expulsão dos campos magnéticos do interior dos materiais supercondutores, quando estes estão submetidos a temperaturas menores que suas temperaturas críticas.

Para um condutor perfeito submetido à ação de um campo magnético externo, verifica-se que mesmo com a variação da temperatura existe um campo magnético interno.

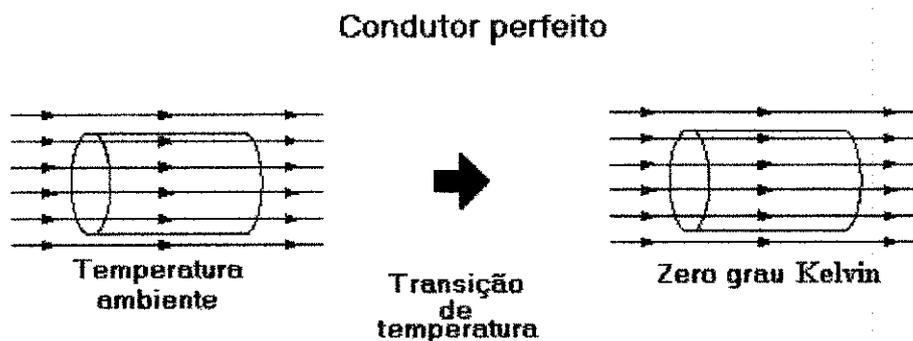


Figura 2.3 - Comportamento de um material condutor perfeito na temperatura de zero grau Kelvin (resistência nula).

Para o caso dos supercondutores, quando a temperatura é inferior à sua temperatura crítica, observa-se o aparecimento de correntes internas que geram um campo magnético que anula o campo magnético no interior do material (lei de Lenz) [19]-[20].

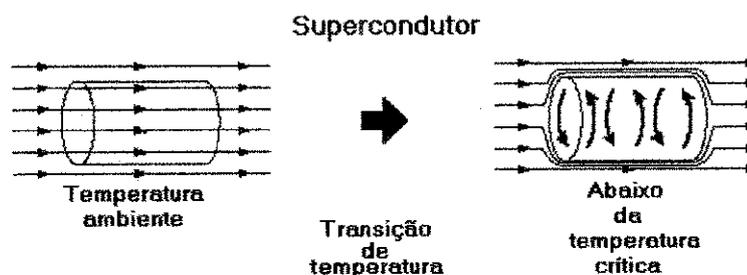


Figura 2.4 - Comportamento de um material supercondutor na temperatura de zero grau Kelvin (resistência nula).

Para o caso de um material que já se encontra no estado de supercondutância, verifica-se que o mesmo não permite a penetração de qualquer campo magnético externo. Este fenômeno é comumente demonstrado com a levitação de uma amostra de material supercondutor sobre um ímã [20].

**Efeito Meissner no supercondutor
(Diamagnetismo perfeito)**

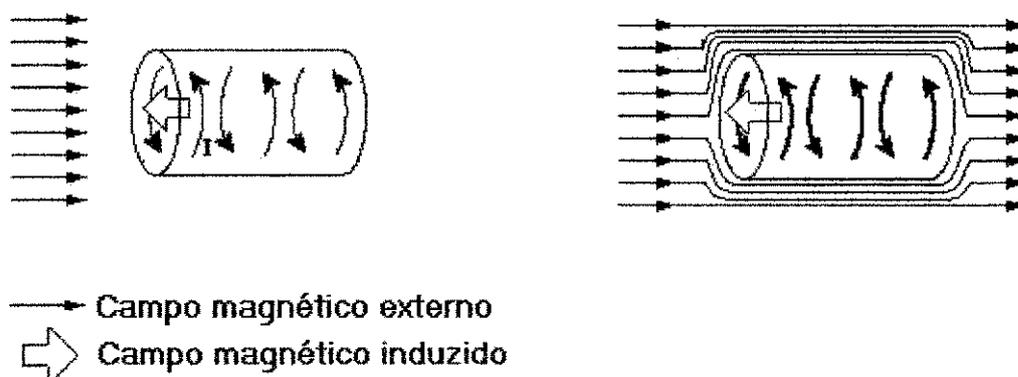


Figura 2.5 - Comportamento de um material supercondutor em estado de supercondutividade sob a ação de um campo magnético externo.

Os únicos supercondutores que apresentam o efeito Meissner em sua totalidade são os do tipo I, comportando-se não só como condutores perfeitos, mas também, como diamagnetos perfeitos. Para o caso dos supercondutores do tipo II, verifica-se que somente algumas partes destes materiais não apresentam campo magnético, sendo este concentrado em filamentos, como mostrado na Figura 2.6.

Efeito Meissner em supercondutores do tipo II

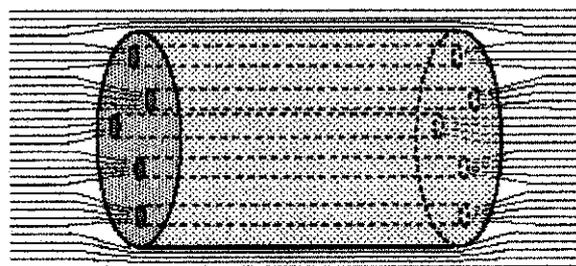


Figura 2.6 – Característica do efeito Meissner em supercondutores do tipo II.

Estes filamentos apresentam-se no estado de condução normal e são circundados por correntes de supercondução. Este fenômeno é chamado de estado de turbilhão ou *Vortex*. Este comportamento apresentado permite a penetração do campo externo nestes pontos. Para uma temperatura de operação menor, porém próxima da temperatura crítica, observa-se que estas áreas normais ficam mais próximas reduzindo este envoltório de correntes de supercondução. Para uma temperatura maior que a crítica o estado de supercondutividade é perdido.

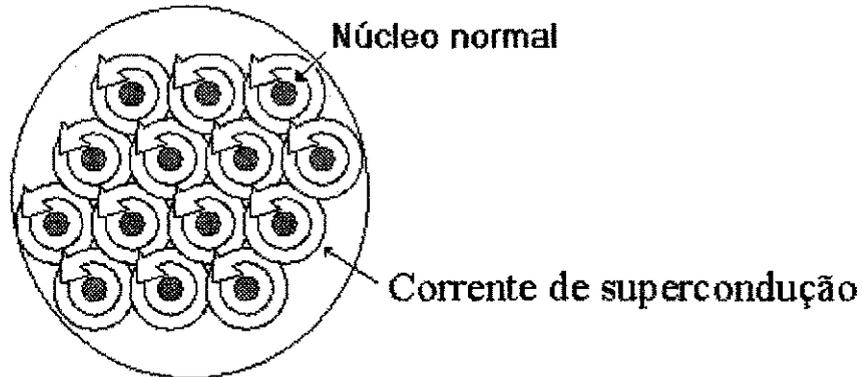


Figura 2.7 – Detalhe do efeito Meissner em supercondutores do tipo II.

2.5 - Equações de London

Para explicar o comportamento dos campos magnéticos no interior dos materiais supercondutores, F. London e H. London [19]-[20] partiram da lei de Newton para portadores. Desta forma, definiram que

$$m_s \frac{d\vec{v}}{dt} = q_s \vec{E}, \quad (2.1)$$

em que q_s é a carga elétrica, m_s é a sua massa efetiva, \vec{v} é a velocidade dos portadores e \vec{E} é a intensidade do campo elétrico.

A densidade de corrente gerada no supercondutor, \vec{J}_s , é definida como

$$\vec{J}_s = n_s q_s \vec{v}, \quad (2.2)$$

em que n_s é a densidade de portadores no supercondutor.

Substituindo (2.2) em (2.1), obtém-se

$$A \frac{d\vec{J}_s}{dt} - \vec{E} = 0, \quad (2.3)$$

em que A é a constante de London [19], definida como,

$$A = \frac{m_s}{n_s q_s^2}. \quad (2.4)$$

A Equação (2.3) é conhecida como a primeira equação de London [19].

Aplicando o rotacional e a lei de Faraday a (2.3), obtém-se

$$\frac{d}{dt} \left\{ \nabla \times \vec{J}_s \right\} - \frac{1}{A} \nabla \times \vec{E} = \frac{d}{dt} \left\{ \nabla \times \vec{J}_s + \frac{1}{A} \vec{B} \right\} = 0. \quad (2.5)$$

Considerando a equação de Maxwell, correspondente à lei de Ampère, dada por

$$\frac{1}{\mu} \nabla \times \vec{B} = \vec{J}_s + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (2.6)$$

e aplicando a seguinte identidade matemática,

$$\nabla \times \nabla \times \vec{B} \equiv \nabla(\nabla \cdot \vec{B}) - \nabla^2 \vec{B}, \quad (2.7)$$

em conjunto com a equação de Maxwell para a divergência da densidade de fluxo magnético, $\nabla \cdot \vec{B} = 0$, obtém-se

$$\frac{d}{dt} \left\{ \nabla^2 \vec{B} - \frac{1}{\lambda_L^2} \vec{B} \right\} = 0, \quad (2.8)$$

sendo λ_L a profundidade de penetração de London, que é definida como [19]

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{A}{\mu}} = \sqrt{\frac{m_s}{\mu n_s q_s^2}}. \quad (2.9)$$

Uma solução não-trivial para (2.8) é obtida fazendo a densidade de fluxo magnético, \vec{B} , constante e igual a zero. Desta forma, observa-se que realmente não existe penetração de campo magnético quando o material encontra-se no estado de supercondutividade, ou seja, se não existia campo magnético no interior do material supercondutor antes dele ser submetido à ação de um campo externo, ele reagirá para que esta situação não seja alterada. Entretanto, a Equação (2.8) também admite como solução o caso da densidade de fluxo magnético, \vec{B} , constante e diferente de zero, contrariando o fenômeno da expulsão dos campos magnéticos, quando o material passa do estado normal para o estado supercondutor, observado por Meissner [19].

Baseados neste fato, os London, conforme referência [19], propuseram que (2.8) poderia ser escrita da forma

$$\nabla^2 \vec{B} - \frac{1}{\lambda_L^2} \vec{B} = 0. \quad (2.10)$$

Analogamente, de (2.5) obtém-se

$$A \nabla \times \vec{J}_s + \vec{B} = 0. \quad (2.11)$$

A Equação (2.10) foi denominada *segunda equação de London*.

Para o caso unidimensional, considerando uma variação do campo na direção x , tem-se

$$\frac{d^2}{dx^2} B(x) - \frac{1}{\lambda_L^2} B(x) = 0. \quad (2.12)$$

A solução não-trivial de (2.12) é dada por

$$B(x) = B(0) e^{-\left(\frac{x}{\lambda_L}\right)}. \quad (2.13)$$

De acordo com (2.13), o campo magnético decai exponencialmente para um deslocamento que vai da superfície para o interior do supercondutor.

2.6 - Modelo de dois fluidos

Para explicar o comportamento da resistência zero apresentada pelos materiais supercondutores, Gorter e Casimir [19]-[20] desenvolveram um modelo para a corrente existente em um supercondutor. Neste modelo a corrente total do supercondutor é composta de duas partes. A primeira, formada por portadores de origem supercondutora, com densidade de corrente n_s . A segunda, formada de portadores normais, com densidade de corrente igual a n_n . Assim, este modelo foi denominado *Modelo de dois fluidos*.

Em uma temperatura de operação T , fixa, abaixo da temperatura crítica, T_c , ocorre um equilíbrio entre as frações de portadores normais e supercondutores, n_n/n e n_s/n , respectivamente. Entretanto, o equilíbrio é perdido quando o valor de T é alterado. Desta forma, observa-se uma dependência crítica com o valor absoluto de T , que é expressa em [19] por meio de

$$\frac{n_n}{n} = \left(\frac{T}{T_c}\right)^4, \quad (2.14)$$

$$\frac{n_s}{n} = 1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4. \quad (2.15)$$

Ao analisar (2.14) e (2.15) observa-se que para valores de T tendendo a zero ocorre um aumento da corrente de supercondução e uma redução de portadores normais. Para o caso em que T é igual ao zero absoluto, ou seja, 0 K (-273° C), toda a corrente do material é de supercondução. Quando o valor de T tende ao de T_c ocorre uma redução nos portadores supercondutores, até chegar à eliminação completa da supercondutividade.

Substituindo (2.15) em (2.9), obtém-se a expressão para a profundidade de penetração do campo magnético, λ_L , que é função da temperatura absoluta T [19]

$$\lambda_L(T) = \lambda_L(0) \cdot \left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4\right]^{-\frac{1}{2}}. \quad (2.16)$$

Para $T = 0$ K, obtém-se o valor mínimo da profundidade de penetração do campo magnético no supercondutor que é dado por

$$\lambda_L(0) = \sqrt{\frac{m_s}{\mu n_s q_s^2}}. \quad (2.17)$$

2.7 - Modificação da impedância de superfície pelo modelo de dois fluidos

A impedância de superfície é definida como a impedância vista por uma onda plana incidente perpendicularmente sobre a superfície plana de um condutor. Para condutores de baixa resistência, como o ouro ou a prata, com condutividade σ e permeabilidade magnética μ_0 , a impedância de superfície pode ser obtida das equações de Maxwell para uma frequência angular ω como [19]-[20]

$$Z_s = R_s + jX_s = (1 + j) \sqrt{\frac{\mu_0 \omega}{2\sigma}} \quad (2.18)$$

Para a determinação da impedância de superfície em materiais supercondutores, pelo modelo de dois fluidos, deve-se definir duas densidades de correntes. Uma densidade de corrente, \vec{J}_s , associada às correntes de portadores supercondutores, e outra, \vec{J}_n , devida às correntes de portadores normais. Portanto, a condutividade do material supercondutor fica definida com $\sigma = \sigma_s + \sigma_n$, em que σ_s é a condutividade do material supercondutor e σ_n é a condutividade do material supercondutor fora do estado de supercondutância.

A expressão para σ_s é obtida da primeira equação de London, dada em (2.3). Assim, para uma corrente na frequência angular ω , tem-se

$$\vec{J}_s = \frac{1}{j\omega A} \vec{E} = \sigma_s \vec{E} \quad (2.19)$$

Para a determinação de σ_s substitui-se (2.9) em (2.19), obtendo-se

$$\sigma_s = \frac{1}{j\omega A} = \frac{1}{j\omega \mu \lambda_L^2} \quad (2.20)$$

Pode-se observar que σ_s é puramente imaginária e, sendo assim, este parâmetro não contribui para a ocorrência de perdas.

Para o caso da densidade de corrente normal, \vec{J}_n , tem-se

$$\vec{J}_n = n_n q_n \langle \vec{v} \rangle, \quad (2.21)$$

sendo q_n a carga elétrica de portadores normais e $\langle \vec{v} \rangle$ a velocidade média dos portadores normais.

Os portadores normais devem satisfazer à lei de Newton, dada por [19]

$$m_n \left[\frac{d \langle \vec{v} \rangle}{dt} + \frac{\langle \vec{v} \rangle}{\tau} \right] = q_n \vec{E}, \quad (2.22)$$

em que τ é o tempo de relaxação (*relaxation time*) antes do espalhamento do elétron [19].

A diferença básica entre (2.1) e (2.22) é a presença do termo

$$m_n \left[\frac{\langle \vec{v} \rangle}{\tau} \right]. \quad (2.23)$$

Este termo adiciona o efeito da força de espalhamento aos portadores normais. Fazendo-se a substituição de (2.21) em (2.22), para uma corrente na frequência angular ω , obtém-se

$$\vec{J}_n = \left(\frac{n_n q_n^2}{m_n} \right) \frac{\tau}{1 + j\omega\tau} \vec{E} = \sigma_n \vec{E}, \quad (2.24)$$

sendo σ_n a condutividade complexa da corrente normal, que pode ser expressa como

$$\sigma_n = \sigma_{n1} - j\sigma_{n2} = \left(\frac{n_n q_n^2}{m_n} \right) \frac{\tau}{1 + j\omega\tau} = \left(\frac{n_n q_n^2 \tau}{m_n} \right) \frac{1 - j\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2}, \quad (2.25)$$

em que σ_{n1} e σ_{n2} são, respectivamente, as partes real e imaginária da condutividade normal. Apesar da condutividade, em (2.25), ter as partes real e imaginária, só a parte real contribui para as perdas.

A condutividade total, σ , para um supercondutor pode, então, ser obtida de (2.20) e (2.25) como

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_s = \left(\frac{n_n q_n^2 \tau}{m_n} \right) \frac{1}{1 + (\omega\tau)^2} - j \left(\frac{n_n q_n^2 \tau}{m_n} \right) \frac{\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2} - j \frac{1}{\omega\mu\lambda_L^2}. \quad (2.26)$$

Nas frequências de microondas, observa-se que $\omega\tau \ll 1$. Assim, a equação (2.26) pode ser reescrita como

$$\sigma \cong \sigma_1 - j\sigma_2 = \frac{n_n q_n^2 \tau}{m_n} - j \frac{1}{\omega\mu\lambda_L^2}, \quad (2.27)$$

sendo σ_1 a parte real e σ_2 a parte imaginária da condutividade complexa.

Substituindo (2.27) em (2.18), a impedância de superfície é obtida como

$$Z_s = R_s + jX_s = \sqrt{\frac{j\omega\mu_0}{\sigma_1 - j\sigma_2}} = j \sqrt{\frac{\omega\mu_0}{\sigma_2} \left(1 + j \frac{\sigma_1}{\sigma_2} \right)^{\frac{1}{2}}}. \quad (2.28)$$

Entretanto, considerando que $\sigma_1 \ll \sigma_2$, a utilização da expansão binomial em (2.28) permite obter

$$Z_s = R_s + jX_s = \sqrt{\frac{\omega\mu_0}{\sigma_2} \left(\frac{\sigma_1}{2\sigma_2} + j \right)} = \frac{\omega^2 \mu_0^2 \lambda_L^3 q_s^2 \tau}{2m_n} + j\omega\mu_0\lambda_L. \quad (2.29)$$

Assim, a resistência e a reatância superficiais do supercondutor podem ser escritas, respectivamente, como

$$R_s = \frac{1}{2} \omega^2 \mu_0^2 \lambda_L^3 \sigma_N \left(\frac{n_n}{n} \right); \quad (2.30)$$

$$X_s = \omega\mu_0\lambda_L; \quad (2.31)$$

em que σ_N é a condutividade do supercondutor no estado normal ($T > T_c$), sendo dada por

$$\sigma_N = \frac{nq_n^2\tau}{m_n}; \quad (2.32)$$

Observando que no estado normal $n_n = n$ e que $\omega\tau \ll 1$, em frequências de microondas, determina-se que

$$\sigma_n = \frac{n_n q_n^2 \tau}{m_n} = \sigma_N \frac{n_n}{n} = \sigma_N \left(\frac{T}{T_c} \right)^4. \quad (2.33)$$

Note, em (2.29), que a parte real, R_s , da impedância de superfície, Z_s , é proporcional a ω^2 para o material supercondutor, enquanto que, para um material condutor normal, ela é proporcional a $\sqrt{\omega}$. A parte imaginária, X_s , por sua vez, é indutiva, sendo sua indutância equivalente, L_k , denominada “indutância cinética” e definida por

$$L_k = \mu\lambda_L. \quad (2.34)$$

2.8 - Aplicações em antenas

O desenvolvimento de novas antenas pode ser destacado como uma das áreas de aplicação de maior interesse no uso de supercondutores. A utilização de filmes supercondutores, do tipo HTS, em antenas encontra aplicações em frequência de 1 MHz a 100 GHz, o que acentua o grande interesse nessa nova tecnologia.

Dentre os aspectos mais relevantes para o desenvolvimento de antenas com materiais supercondutores, podem ser destacados:

- Pequenas perdas, redução de atenuação e baixo ruído;
- Dispersão muito pequena, mesmo em frequências elevadas;
- Redução do tempo de propagação;
- Aumento de eficiência de radiação;
- Não diminuição da largura de faixa.

Atualmente, o esforço se concentra em pesquisas sobre:

- Desenvolvimento de antenas pequenas e seus arranjos;
- Alimentação e casamento de redes por arranjos compactos de alto ganho diretivo;
- Comunicação de redes em ondas milimétricas com arranjos de grande número de elementos radiadores para ondas.

2.8.1 - Efeito da supercondutividade em alguns parâmetros da antena

2.8.1.1 - A eficiência da antena

A eficiência de uma antena está diretamente relacionada com as resistências de radiação e de condução. Esta relação é tal que

$$\eta = \text{Potência radiada} / \text{Potência de entrada} = \frac{R_r}{R_r + R_c}, \quad (2.35)$$

em que R_r é a resistência de radiação e R_c é a resistência de condução.

Por sua vez, observou-se que os supercondutores apresentam pequenas perdas. Assim, este fato favorece a obtenção de uma resistência de condução, R_c , muito

pequena. Deste modo, a antena fabricada com material supercondutor permitirá a obtenção de uma eficiência muito elevada.

2.8.1.2 - A largura de faixa

A largura de faixa, BW , depende da frequência angular central, ω_0 , sendo dada por

$$BW = \omega_0 \frac{(R_r + R_c)}{X_a}, \quad (2.36)$$

em que X_a é a reatância da antena.

Substituindo (2.35) em (2.36), obtém-se

$$BW = \frac{\omega_0 R_r}{X_a \eta}. \quad (2.37)$$

Fazendo B_r igual a

$$B_r = \frac{\omega_0 R_r}{X_a}. \quad (2.38)$$

Substituindo (2.38) em (2.37), tem-se

$$BW = \frac{B_r}{\eta}, \quad (2.39)$$

em que B_r é a largura de faixa de radiação. Observe que B_r é a largura de faixa intrínseca da estrutura, sendo determinada pela configuração da antena e não dependendo do material de que ela é constituída, como pode ser observado em (2.38), pelos parâmetros ω_0 , R_r e X_a .

Pela Equação (2.39), pode-se afirmar que a largura de faixa da antena sofrerá influência da utilização do material supercondutor, pois a mesma depende do valor da eficiência da antena e, como consequência, do valor da resistência de condução.

2.9 - Conclusões

Neste capítulo foram apresentadas as características principais dos materiais supercondutores. Foi feito um breve histórico do seu desenvolvimento, seguido pela apresentação da classificação desses materiais em LTS (*Low Temperature Superconductor*) e HTS (*High Temperature Superconductor*). Além disto, foram apresentados os modelos de análise, com ênfase para o modelo da impedância de superfície, baseado na teoria BCS (*Bardeen-Cooper-Schieffer*) e no modelo de dois fluidos. Nos capítulos seguintes, será investigado o efeito da utilização de materiais supercondutores no desenvolvimento de antenas de microfita e seus arranjos.

Capítulo 3

Antenas de microfita com *patch* de filme supercondutor

3.1 - Modelamento por meio do método dos potenciais vetoriais de Hertz de uma antena de microfita com substrato isotrópico

A antena de microfita é um dispositivo de alta frequência que tem sido estudado intensivamente, desde que foi proposto na década de 50 por Greig, Englemam e Deschamps [14]. Atualmente, existem muitas aplicações para este dispositivo e seus arranjos, como as que ocorrem em: aplicações médicas, sensoriamento remoto, comunicações móveis e comunicações por satélite. A razão principal para este grande número de aplicações das antenas está associada às suas características, tais como: pequenas dimensões, peso reduzido, facilidade de fabricação, facilidade de integração com outros circuitos, baixo custo e adequação aerodinâmica aos veículos [6]. Entretanto, existem também características inadequadas, tais como: baixa eficiência, pequena largura de faixa, perdas elevadas e excitação de ondas de superfície. Ao longo dos anos foram surgindo várias propostas de eliminação ou redução destas características indesejáveis do dispositivo. Uma prática comum utilizada é a modificação da sua geometria. Deste modo, foram consideradas várias formas para o *patch*, introduzidas variações no número de camadas e utilizados substratos em forma de rampa. Um outro modo de melhoria das características dessas antenas é a utilização

de materiais com características especiais como: dielétricos anisotrópicos, ferritas e materiais supercondutores [5], [14] e [21].

A antena de microfita, na sua forma mais simples, é constituída por:

- Um plano de terra metálico;
- Uma camada dielétrica, chamada de substrato, que pode ser constituído por materiais dielétricos isotrópicos ou anisotrópicos;
- Um ou vários elementos radiadores, sendo que esses elementos podem apresentar diversas formas, tais como: retangular, circular, pentagonal, elíptica e anelar, dentre outros [38];
- Um alimentador, por meio do qual o sinal desejado é introduzido (ou retirado).

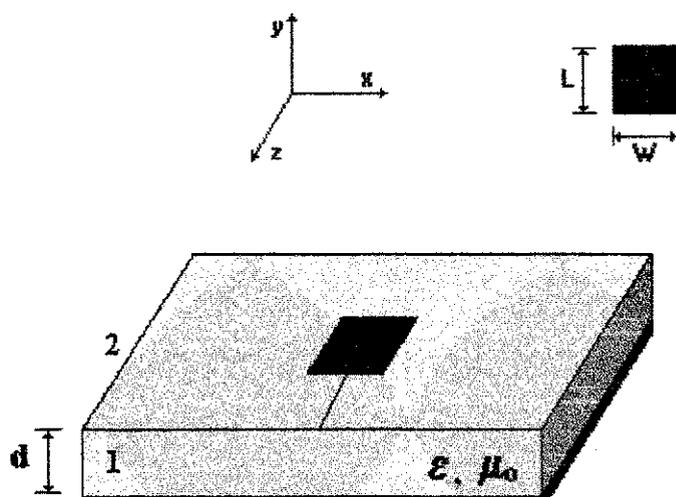


Figura 3.1 – Antena de microfita com *patch* retangular.

3.1.1 – Técnicas de análise

Neste trabalho, foram usados métodos baseados no modelo de onda completa [1], [3], [4] e [5]. A análise foi desenvolvida no domínio espectral (ou da transformada de Fourier) com a utilização dos métodos dos potenciais vetoriais de Hertz, em conjunto com o método dos momentos [3], [4] e [14].

3.1.2 - Método dos potenciais vetoriais de Hertz

As equações de Maxwell para uma região isotrópica, linear, sem fontes e com dependência harmônica com o tempo, da forma $e^{j\omega t}$, são escritas como [14]:

$$\nabla \times \vec{H} = j\omega \epsilon \vec{E}; \quad (3.1)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega \mu_0 \vec{H}; \quad (3.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0; \quad (3.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0. \quad (3.4)$$

Utilizando o sistema de coordenadas da Figura 3.1, os potenciais vetoriais de Hertz podem ser definidos como [14]:

$$\vec{\pi}_e = \pi_e \hat{a}_y; \quad (3.5)$$

$$\vec{\pi}_h = \pi_h \hat{a}_y. \quad (3.6)$$

Considerando um modo de propagação do tipo TM, ou seja, admitindo que o campo magnético na direção y é nulo, pode-se obter o campo magnético em função do potencial elétrico $\vec{\pi}_e$ como

$$\vec{H} = j\omega \epsilon_0 \nabla \times \vec{\pi}_e. \quad (3.7)$$

Substituindo (3.7) em (3.2), obtém-se

$$\nabla \times \vec{E} = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \nabla \times \vec{\pi}_e. \quad (3.8)$$

Considerando a identidade vetorial abaixo,

$$\nabla \times \nabla \phi_e = 0, \quad (3.9)$$

em que ϕ_e é uma função escalar, obtém-se de (3.8) que

$$\vec{E} = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \vec{\pi}_e + \nabla \phi_e. \quad (3.10)$$

Substituindo $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$ em (3.1), chega-se a

$$\nabla \times \vec{H} = j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E}. \quad (3.11)$$

Substituindo (3.7) e (3.10) em (3.11), tem-se

$$j\omega \varepsilon_0 (\nabla \times \nabla \times \vec{\pi}_e) = j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r (\omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \vec{\pi}_e + \nabla \phi_e). \quad (3.12)$$

Aplicando a identidade vetorial $\nabla \times \nabla \times \vec{F} \equiv \nabla(\nabla \cdot \vec{F}) - \nabla^2 \vec{F}$ a (3.12), obtém-se

$$\nabla(\nabla \cdot \vec{\pi}_e - \varepsilon_r \phi_e) = \nabla^2 \vec{\pi}_e + \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{\pi}_e \quad (3.13)$$

Impondo a condição de Lorentz em (3.13), chega-se a:

$$\phi_e = \frac{1}{\varepsilon_r} \nabla \cdot \vec{\pi}_e; \quad (3.14)$$

$$\nabla^2 \vec{\pi}_e + \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{\pi}_e = 0; \quad (3.15)$$

$$\vec{E} = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \vec{\pi}_e + \frac{1}{\varepsilon_r} \nabla(\nabla \cdot \vec{\pi}_e); \quad (3.16)$$

$$\vec{H} = j\omega \varepsilon_0 \nabla \times \vec{\pi}_e; \quad (3.17)$$

em que \vec{E} e \vec{H} são os campos elétrico e magnético, respectivamente, para o modo TM.

Um procedimento análogo é adotado para o modo TE, usando o potencial magnético, $\vec{\pi}_h$, chegando-se a:

$$\nabla^2 \vec{\pi}_h + \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{\pi}_h = 0; \quad (3.18)$$

$$\vec{E} = -j\omega \mu_0 \nabla \times \vec{\pi}_h; \quad (3.19)$$

$$\vec{H} = \nabla(\nabla \cdot \vec{\pi}_h) - \nabla^2 \vec{\pi}_h. \quad (3.20)$$

Expandindo (3.15) e (3.18), obtém-se:

$$\frac{\partial^2 \vec{\pi}_e}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{\pi}_e}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{\pi}_e}{\partial z^2} + \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{\pi}_e = 0; \quad (3.21)$$

$$\frac{\partial^2 \vec{\pi}_h}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{\pi}_h}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{\pi}_h}{\partial z^2} + \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{\pi}_h = 0; \quad (3.22)$$

que são, respectivamente, as equações de onda para os potenciais vetoriais de Hertz, $\vec{\pi}_e$ e $\vec{\pi}_h$.

3.1.3 – Análise no domínio espectral

Para a análise no domínio espectral, é necessário o uso da transformada de Fourier, que é definida como [14]:

$$\tilde{\Psi}(\alpha, \beta) = \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(x, z) e^{j(\alpha x + \beta z)} dx dz; \quad (3.23)$$

$$\Psi(x, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\Psi}(\alpha, \beta) e^{-j(\alpha x + \beta z)} d\alpha d\beta; \quad (3.24)$$

sendo que (3.23) representa a transformada de Fourier da função, simbolizada por “~”, enquanto que (3.24) representa a transformada inversa.

Aplicando a transformada de Fourier definida em (3.23) às equações de onda de $\tilde{\pi}_e$, (3.21), e de $\tilde{\pi}_h$, (3.22), obtém-se:

$$\frac{\partial^2 \tilde{\pi}_e}{\partial y^2} - \gamma^2 \tilde{\pi}_e = 0; \quad (3.25)$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{\pi}_h}{\partial y^2} - \gamma^2 \tilde{\pi}_h = 0; \quad (3.26)$$

$$\gamma^2 = \alpha^2 + \beta^2 - \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r. \quad (3.27)$$

A solução de (3.25) e (3.26) é determinada para cada região dielétrica da estrutura considerada (regiões 1 e 2, na Figura 3.1), de modo a atender às condições de contorno apropriadas. Deste modo, as componentes dos campos elétrico e magnético para o modo TM, no domínio espectral, são obtidas como:

$$\tilde{E}_x = -\frac{j\alpha}{\varepsilon_r} \frac{\partial \tilde{\pi}_e}{\partial y}; \quad (3.28)$$

$$\tilde{E}_y = \frac{1}{\varepsilon_r} \frac{\partial^2 \tilde{\pi}_e}{\partial y^2} + \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \tilde{\pi}_e; \quad (3.29)$$

$$\tilde{E}_z = -\frac{j\beta}{\varepsilon_r} \frac{\partial \tilde{\pi}_e}{\partial y}; \quad (3.30)$$

$$\tilde{H}_x = -\omega \varepsilon_0 \beta \tilde{\pi}_e; \quad (3.31)$$

$$\tilde{H}_y = 0; \quad (3.32)$$

$$\tilde{H}_z = \omega \varepsilon_0 \alpha \tilde{\pi}_e. \quad (3.33)$$

Analogamente, para o modo TE as componentes dos campos elétrico e magnético, no domínio espectral, são obtidas de (3.19) e (3.20) como:

$$\tilde{E}_x = \omega\mu_0\beta\tilde{\pi}_h; \quad (3.34)$$

$$\tilde{E}_y = 0; \quad (3.35)$$

$$\tilde{E}_z = -\omega\mu_0\alpha\tilde{\pi}_h; \quad (3.36)$$

$$\tilde{H}_x = -j\alpha\frac{\partial\tilde{\pi}_h}{\partial y}; \quad (3.37)$$

$$\tilde{H}_y = (\alpha^2 + \beta^2)\tilde{\pi}_h; \quad (3.38)$$

$$\tilde{H}_z = -j\beta\frac{\partial\tilde{\pi}_h}{\partial y}. \quad (3.39)$$

A estrutura da Figura 3.1 possui duas regiões dielétricas distintas. A região 1 é constituída pelo substrato dielétrico e a região 2 é preenchida com ar.

Na região 1, $\tilde{\pi}_1$ representará $\tilde{\pi}_e$ ou $\tilde{\pi}_h$, sendo o campo eletromagnético total obtido da superposição das componentes dos campos elétrico e magnético, para o modo considerado.

Desta forma, tanto (3.25) quanto (3.26) podem ser escritas como:

$$\frac{\partial^2\tilde{\pi}_1}{\partial y^2} - \gamma_1^2\tilde{\pi}_1 = 0; \quad (3.40)$$

$$\gamma_1^2 = \alpha^2 + \beta^2 - \omega^2\mu_0\varepsilon_0\varepsilon_r; \quad (3.41)$$

na região 1.

De forma análoga, para a região 2, obtém-se:

$$\frac{\partial^2\tilde{\pi}_2}{\partial y^2} - \gamma_0^2\tilde{\pi}_2 = 0; \quad (3.42)$$

$$\gamma_0^2 = \alpha^2 + \beta^2 - \omega^2\mu_0\varepsilon_0. \quad (3.43)$$

As soluções para (3.40) e (3.42), nas regiões 1 e 2. são:

$$\tilde{\pi}_{h1} = A_1 \sinh(\gamma_1 y) + A'_1 \cosh(\gamma_1 y); \quad (3.44)$$

$$\tilde{\pi}_{e1} = B_1 \cosh(\gamma_1 y) + B'_1 \sinh(\gamma_1 y); \quad (3.45)$$

$$\tilde{\pi}_{h2} = A_2 e^{-\gamma_0(y-d)}; \quad (3.46)$$

$$\tilde{\pi}_{e2} = B_2 e^{-\gamma_0(y-d)}. \quad (3.47)$$

A determinação das constantes A_1 , A'_1 , B_1 , B'_1 , A_2 e B_2 é feita a partir da aplicação das condições de contorno, no domínio espectral, que são dadas por:

$$\tilde{E}_{11} = 0 \quad \text{em } y = 0; \quad (3.48)$$

$$\tilde{E}_{11} = \tilde{E}_{12} \quad \text{em } y = d; \quad (3.49)$$

$$\hat{n} \times (\tilde{H}_{12} - \tilde{H}_{11}) = \tilde{J}_s \quad \text{em } y = d; \quad (3.50)$$

sendo \tilde{J}_s a densidade de corrente superficial no *patch* condutor.

Deste modo, as constantes A_1 , A'_1 , B_1 , B'_1 , A_2 e B_2 são determinadas como:

$$A_1(\alpha, \beta) = \frac{\beta \tilde{J}_x - \alpha \tilde{J}_z}{j(\alpha^2 + \beta^2) \sinh(\gamma_1 d) [\gamma_0 + \gamma_1 \coth(\gamma_1 d)]}; \quad (3.51)$$

$$A'_1(\alpha, \beta) = 0; \quad (3.52)$$

$$B_1(\alpha, \beta) = \frac{\varepsilon_r \gamma_0 (\alpha \tilde{J}_x - \beta \tilde{J}_z)}{\omega \varepsilon_0 (\alpha^2 + \beta^2) \sinh(\gamma_1 d) [\gamma_0 + \gamma_1 \coth(\gamma_1 d)]}; \quad (3.53)$$

$$B'_1(\alpha, \beta) = 0; \quad (3.54)$$

$$A_2(\alpha, \beta) = \frac{\beta \tilde{J}_x - \alpha \tilde{J}_z}{j(\alpha^2 + \beta^2) [\gamma_0 + \gamma_1 \coth(\gamma_1 d)]}; \quad (3.55)$$

$$B_2(\alpha, \beta) = \frac{\gamma_1 (\alpha \tilde{J}_x - \beta \tilde{J}_z)}{\omega \varepsilon_0 (\alpha^2 + \beta^2) [\gamma_1 + \gamma_0 \varepsilon_r \coth(\gamma_1 d)]}; \quad (3.56)$$

As constantes obtidas em (3.51) a (3.56) são substituídas nas expressões dos campos elétrico e magnético, permitindo expressá-los em função de \tilde{J}_x e \tilde{J}_z .

As componentes x e z da transformada do campo elétrico na interface dos dois dielétricos, ou seja, em $y = h$ na Figura 3.1, são expressas como:

$$\tilde{E}_x = \tilde{Z}_{xx} \tilde{J}_x + \tilde{Z}_{xz} \tilde{J}_z; \quad (3.57)$$

$$\tilde{E}_z = \tilde{Z}_{zx} \tilde{J}_x + \tilde{Z}_{zz} \tilde{J}_z; \quad (3.58)$$

em que \tilde{Z}_{xx} , \tilde{Z}_{xz} , \tilde{Z}_{zx} e \tilde{Z}_{zz} são as transformadas de Fourier das componentes da função diádica de Green da estrutura.

As componentes da função diádica de Green no domínio da transformada de Fourier são obtidas como:

$$\tilde{Z}_{xx} = \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + \beta^2} \left(-\frac{\gamma_1 \gamma_0}{j\omega \varepsilon_0 [\gamma_1 + \gamma_0 \varepsilon_r \coth(\gamma_1 d)]} \right) + \frac{\beta^2}{\alpha^2 + \beta^2} \left(-\frac{j\omega \mu_0}{\gamma_0 + \gamma_1 \coth(\gamma_1 d)} \right); \quad (3.59)$$

$$\tilde{Z}_{xz} = \frac{\alpha\beta}{\alpha^2 + \beta^2} \left(-\frac{\gamma_0 \gamma_1}{j\omega \varepsilon_0 [\gamma_1 + \gamma_0 \varepsilon_r \coth(\gamma_1 d)]} \right) + \frac{\alpha\beta}{\alpha^2 + \beta^2} \left(\frac{j\omega \mu_0}{\gamma_0 + \gamma_1 \coth(\gamma_1 d)} \right); \quad (3.60)$$

$$\tilde{Z}_{xx} = \frac{\alpha\beta}{\alpha^2 + \beta^2} \left(-\frac{\gamma_0\gamma_1}{j\omega\epsilon_0[\gamma_1 + \gamma_0\epsilon_r\coth(\gamma_1 d)]} \right) + \frac{\alpha\beta}{\alpha^2 + \beta^2} \left(\frac{j\omega\mu_0}{\gamma_0 + \gamma_1\coth(\gamma_1 d)} \right); \quad (3.61)$$

$$\tilde{Z}_{zz} = \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + \beta^2} \left(-\frac{j\omega\mu_0}{\gamma_0 + \gamma_1\coth(\gamma_1 d)} \right) + \frac{\beta^2}{\alpha^2 + \beta^2} \left(-\frac{\gamma_1\gamma_0}{j\omega\epsilon_0[\gamma_1 + \gamma_0\epsilon_r\coth(\gamma_1 d)]} \right). \quad (3.62)$$

Logo, de (3.59) a (3.62), obtém-se a matriz impedância como sendo

$$[\tilde{Z}] = \begin{bmatrix} \tilde{Z}_{xx} & \tilde{Z}_{xz} \\ \tilde{Z}_{zx} & \tilde{Z}_{zz} \end{bmatrix}. \quad (3.63)$$

Combinando-se a matriz $[\tilde{Z}]$, dada por (3.63), com o método dos momentos (método de Galerkin) [14], [39], torna-se possível a determinação da frequência de ressonância complexa da antena *patch* (Figura 3.1).

Para a aplicação do método dos momentos ao problema da Figura 3.1, são definidas funções de base, tais que:

$$\tilde{J}_x = \sum_{m=1}^M c_m \tilde{J}_{xm}; \quad (3.64)$$

$$\tilde{J}_z = \sum_{n=1}^N d_n \tilde{J}_{zn}. \quad (3.65)$$

Em seguida, são definidas funções de peso iguais às funções de base (método de Galerkin). Usando-se o procedimento clássico do método dos momentos, juntamente com o teorema de Parseval, obtém-se um sistema de equações lineares da forma [14]:

$$\sum_{m=1}^M K_{pm}^{xx} c_m + \sum_{n=1}^N K_{pn}^{xz} d_n = 0 \quad p = 1, 2, 3, \dots, M; \quad (3.66)$$

$$\sum_{m=1}^M K_{qm}^{zx} c_m + \sum_{n=1}^N K_{qn}^{zz} d_n = 0 \quad q = 1, 2, 3, \dots, N; \quad (3.67)$$

sendo:

$$K_{pm}^{xx} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{Z}_{xx} \tilde{J}_{xm} \tilde{J}_{xp} d\alpha d\beta; \quad (3.68)$$

$$K_{pn}^{xz} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{Z}_{xz} \tilde{J}_{zn} \tilde{J}_{xp} d\alpha d\beta; \quad (3.69)$$

$$K_{qm}^{zx} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{Z}_{zx} \tilde{J}_{xm} \tilde{J}_{zq} d\alpha d\beta; \quad (3.70)$$

$$K_{qn}^{zz} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{Z}_{zz} \tilde{J}_{zn} \tilde{J}_{zq} d\alpha d\beta. \quad (3.71)$$

Uma solução não-nula para o sistema das equações (3.66) e (3.67) é obtida fazendo-se o determinante da matriz $[K]$ igual a zero [14]. Esta matriz de coeficientes é formada pelas equações (3.68) a (3.71), sendo da forma

$$[K] = \begin{bmatrix} K_{pm}^{xx} & K_{pn}^{xz} \\ K_{qm}^{zx} & K_{qn}^{zz} \end{bmatrix}. \quad (3.72)$$

As raízes complexas obtidas do $\det[K]=0$ são as frequências de ressonância, para o modo fundamental e para os modos de ordem superior, da estrutura analisada, que são expressas como:

$$F_{res} = F_{real} + jF_{imag}. \quad (3.73)$$

Desta forma, o conhecimento da frequência de ressonância permite obter dois outros parâmetros importantes da antena, que são a largura de faixa, BW , e o fator de qualidade, Q [5].

A largura de faixa, BW , é calculada em função do coeficiente de onda estacionária (VSWR), por meio de

$$BW = \frac{VSWR - 1}{Q\sqrt{VSWR}} \quad (3.74)$$

enquanto que o fator de qualidade, Q , é dado por

$$Q = \frac{F_{real}}{2F_{imag}} \quad (3.75)$$

A permissividade efetiva dos materiais utilizados como substratos nessas antenas tem seu valor afetado com a temperatura. Por sua vez, a frequência de ressonância é dependente do valor da permissividade. Assim, a variação da temperatura de operação desses dispositivos acarreta uma variação na frequência de ressonância e nos demais parâmetros que dependem desse valor.

3.2 - Modelamento pelo método dos potenciais vetoriais de Hertz para a antena de microfita com substrato anisotrópico

Para o caso de substratos dielétricos anisotrópicos sem perdas, a permissividade elétrica do material tem uma forma matricial, como mostrado abaixo [4]

$$\bar{\bar{\epsilon}} = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \epsilon_{j2} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{j1} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{j2} \end{bmatrix}, \quad (3.76)$$

em que o índice j representa a camada considerada ($j=1,2$ na Figura 3.1).

Devido a este fato, a lei de Ampère (3.1) pode ser escrita como:

$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{H} &= j\omega(D_x \hat{a}_x + D_y \hat{a}_y + D_z \hat{a}_z); \\ \nabla \times \vec{H} &= j\omega(\epsilon_0 \epsilon_{j2} E_x \hat{a}_x + \epsilon_0 \epsilon_{j1} E_y \hat{a}_y + \epsilon_0 \epsilon_{j2} E_z \hat{a}_z); \\ \nabla \times \vec{H} &= j\omega \epsilon_0 \epsilon_{j2} \left[\vec{E} + \frac{(\epsilon_{j1} - \epsilon_{j2})}{\epsilon_{j2}} E_y \hat{a}_y \right]. \end{aligned} \quad (3.77)$$

Substituindo (3.7) e (3.10) em (3.77), chega-se a

$$j\omega \epsilon_0 (\nabla \times \nabla \times \vec{\pi}_e) = j\omega \epsilon_0 \epsilon_{j2} \left[\vec{E} + \frac{(\epsilon_{j1} - \epsilon_{j2})}{\epsilon_{j2}} \left(\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \vec{\pi}_e + \frac{\partial \phi_e}{\partial y} \right) \hat{a}_y \right]. \quad (3.78)$$

Manipulando algebricamente (3.78), chega-se a

$$\nabla [\nabla \cdot \vec{\pi}_e - \epsilon_{j2} \phi_e] = \nabla^2 \vec{\pi}_e + \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_{j1} \vec{\pi}_e + (\epsilon_{j1} - \epsilon_{j2}) \frac{\partial \phi_e}{\partial y} \hat{a}_y. \quad (3.79)$$

Impondo a condição de Lorentz, obtém-se

$$\phi_e = \frac{1}{\epsilon_{j2}} \nabla \cdot \vec{\pi}_e, \quad (3.80)$$

Isto implica em

$$\frac{\partial \phi_e}{\partial y} = \frac{1}{\epsilon_{j2}} \frac{\partial^2 \vec{\pi}_e}{\partial y^2} \quad (3.81)$$

e

$$\nabla \phi_e = \frac{1}{\epsilon_{j2}} \nabla (\nabla \cdot \vec{\pi}_e). \quad (3.82)$$

Substituindo (3.80) e (3.81) em (3.79), chega-se a

$$\nabla^2 \bar{\pi}_e + \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_{j1} \bar{\pi}_e + \left(\frac{\varepsilon_{j1} - \varepsilon_{j2}}{\varepsilon_{j2}} \right) \frac{\partial^2 \bar{\pi}_e}{\partial y^2} = 0. \quad (3.83)$$

Substituindo (3.82) em (3.10), obtém-se

$$\vec{E} = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \bar{\pi}_e + \frac{1}{\varepsilon_{j2}} \nabla(\nabla \cdot \bar{\pi}_e). \quad (3.84)$$

Como mostrado anteriormente, o campo elétrico para o modo TM é definido como em (3.19). Aplica-se, então, um procedimento similar ao utilizado para o modo TE, chegando a

$$\vec{H} = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_{j2} \bar{\pi}_h + \nabla \phi_h \quad (3.85)$$

sendo ϕ_h igual a

$$\phi_h = \nabla \cdot \bar{\pi}_h \quad (3.86)$$

A equação de onda, por sua vez, é dada por

$$\nabla^2 \bar{\pi}_h + \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_{j2} \bar{\pi}_h = 0 \quad (3.87)$$

A Equação (3.83) pode ser, então, escrita como

$$\frac{\partial^2 \bar{\pi}_{ej}}{\partial x^2} + \frac{\varepsilon_{j1}}{\varepsilon_{j2}} \frac{\partial^2 \bar{\pi}_{ej}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{\pi}_{ej}}{\partial z^2} + \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_{j1} \bar{\pi}_{ej} = 0 \quad (3.88)$$

No domínio da transformada de Fourier, as Equações (3.87) e (3.88) podem ser escritas como:

$$\frac{\partial^2 \tilde{\pi}_{ej}}{\partial y^2} - \gamma_{ej}^2 \tilde{\pi}_{ej} = 0; \quad (3.89)$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{\pi}_{hj}}{\partial y^2} - \gamma_{hj}^2 \tilde{\pi}_{hj} = 0; \quad (3.90)$$

sendo

$$\gamma_{ej}^2 = \frac{\varepsilon_{j2}}{\varepsilon_{j1}} (\alpha^2 + \beta^2 - \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_{j1}); \quad (3.91)$$

$$\gamma_{hj}^2 = \alpha^2 + \beta^2 - \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_{j2}. \quad (3.92)$$

A solução de (3.89) e (3.90) é determinada para cada região dielétrica, j, da estrutura considerada, de modo a atender às condições de contorno apropriadas.

As componentes dos campos elétrico e magnético para o modo TM, no domínio espectral, quando se considera o potencial vetorial $\tilde{\pi}_e$, são obtidas de (3.10) e (3.81) como:

$$\tilde{E}_x = -\frac{j\alpha}{\epsilon_{j2}} \frac{\partial \tilde{\pi}_e}{\partial y}; \quad (3.93)$$

$$\tilde{E}_y = \frac{1}{\epsilon_{j2}} \frac{\partial^2 \tilde{\pi}_e}{\partial y^2} + \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \tilde{\pi}_e; \quad (3.94)$$

$$\tilde{E}_z = -\frac{j\beta}{\epsilon_{j2}} \frac{\partial \tilde{\pi}_e}{\partial y}; \quad (3.95)$$

$$\tilde{H}_x = -\omega \epsilon_0 \beta \tilde{\pi}_e; \quad (3.96)$$

$$\tilde{H}_y = 0; \quad (3.97)$$

$$\tilde{H}_z = \omega \epsilon_0 \alpha \tilde{\pi}_e. \quad (3.98)$$

Da mesma forma, as componentes dos campos elétrico e magnético, quando se considera o potencial vetorial $\tilde{\pi}_h$, são obtidas de (3.7) e (3.85), como:

$$\tilde{E}_x = \omega \mu_0 \beta \tilde{\pi}_h; \quad (3.99)$$

$$\tilde{E}_y = 0; \quad (3.100)$$

$$\tilde{E}_z = -\omega \mu_0 \alpha \tilde{\pi}_h; \quad (3.101)$$

$$\tilde{H}_x = -j\alpha \frac{\partial \tilde{\pi}_h}{\partial y}; \quad (3.102)$$

$$\tilde{H}_y = (\alpha^2 + \beta^2) \tilde{\pi}_h; \quad (3.103)$$

$$\tilde{H}_z = -j\beta \frac{\partial \tilde{\pi}_h}{\partial y}. \quad (3.104)$$

Definidas as componentes de campo elétrico e magnético para os modos TE e TM, determina-se as soluções para $\tilde{\pi}_e$ e $\tilde{\pi}_h$, em (3.89) e (3.90), nas regiões 1 e 2. As soluções são dadas por:

$$\tilde{\pi}_{h1} = A_1 \sinh(\gamma_1 y) + A_1' \cosh(\gamma_1 y) \quad (3.105)$$

$$\tilde{\pi}_{e1} = B_1 \cosh(\gamma_1 y) + B_1' \sinh(\gamma_1 y) \quad (3.106)$$

$$\tilde{\pi}_{h2} = A_2 e^{-\gamma_0(y-d)} \quad (3.107)$$

$$\tilde{\pi}_{e2} = B_2 e^{-\gamma_0(y-d)} \quad (3.108)$$

Novamente, para a determinação das constantes A_1 , A'_1 , B_1 , B'_1 , A_2 e B_2 se faz necessário a aplicação das condições de contorno, (3.48) a (3.50). Desta forma, chega-se a:

$$A_1(\alpha, \beta) = \frac{j(\beta\tilde{J}_x - \alpha\tilde{J}_z)}{(\alpha^2 + \beta^2) [\gamma_0 \sinh(\gamma_h d) + \gamma_h \cosh(\gamma_h d)]}; \quad (3.109)$$

$$A'_1(\alpha, \beta) = 0; \quad (3.110)$$

$$B_1(\alpha, \beta) = \frac{\gamma_0(\alpha\tilde{J}_x + \beta\tilde{J}_z)}{\omega\epsilon_0(\alpha^2 + \beta^2) \left[\frac{1}{\epsilon_{12}} \gamma_e \sinh(\gamma_e d) + \gamma_0 \cosh(\gamma_e d) \right]}; \quad (3.111)$$

$$B'_1(\alpha, \beta) = 0; \quad (3.112)$$

$$A_2(\alpha, \beta) = -\frac{\sinh(\gamma_h h)(\alpha\tilde{J}_z - \beta\tilde{J}_x)}{j(\alpha^2 + \beta^2) [\gamma_0 \sinh(\gamma_h d) + \gamma_h \cosh(\gamma_h d)]}; \quad (3.113)$$

$$B_2(\alpha, \beta) = \frac{\gamma_e \sinh(\gamma_e h)(\alpha\tilde{J}_x + \beta\tilde{J}_z)}{\omega\epsilon_0(\alpha^2 + \beta^2) [\gamma_e \sinh(\gamma_e d) + \epsilon_{12}\gamma_0 \cosh(\gamma_e d)]}. \quad (3.114)$$

Estas constantes são substituídas nas expressões dos campos elétrico e magnético, permitindo expressá-los em função de \tilde{J}_x e \tilde{J}_z .

De forma semelhante ao caso isotrópico, com a substituição dessas constantes pode-se determinar a matriz de impedância $[\tilde{Z}]$:

$$\tilde{Z}_{xx} = \frac{1}{\alpha^2 + \beta^2} \left(\frac{\alpha^2 \gamma_0 \gamma_e}{j\omega \epsilon_0 [\gamma_e + \gamma_0 \epsilon_{12} \coth(\gamma_e d)]} + \frac{j\omega \mu_0 \beta^2}{\gamma_0 + \gamma_h \coth(\gamma_h d)} \right); \quad (3.115)$$

$$\tilde{Z}_{xz} = \frac{\alpha\beta}{\alpha^2 + \beta^2} \left(\frac{\gamma_0 \gamma_e}{j\omega \epsilon_0 [\gamma_e + \gamma_0 \epsilon_{12} \coth(\gamma_e d)]} - \frac{j\omega \mu_0}{\gamma_0 + \gamma_h \coth(\gamma_h d)} \right); \quad (3.116)$$

$$\tilde{Z}_{zx} = \frac{\alpha\beta}{\alpha^2 + \beta^2} \left(\frac{\gamma_0 \gamma_e}{j\omega \epsilon_0 [\gamma_e + \gamma_0 \epsilon_{12} \coth(\gamma_e d)]} - \frac{j\omega \mu_0}{\gamma_0 + \gamma_h \coth(\gamma_h d)} \right); \quad (3.117)$$

$$\tilde{Z}_{zz} = \frac{1}{\alpha^2 + \beta^2} \left(\frac{\beta^2 \gamma_0 \gamma_e}{j\omega \epsilon_0 [\gamma_e + \gamma_0 \epsilon_{12} \coth(\gamma_e d)]} + \frac{j\omega \mu_0 \alpha^2}{\gamma_0 + \gamma_h \coth(\gamma_h d)} \right). \quad (3.118)$$

Para a determinação da frequência de ressonância, utiliza-se o mesmo procedimento adotado para o caso isotrópico.

3.3 - Modelamento pelo método da imitância para uma antena de microfita com substrato isotrópico suspenso

Para a análise da antena de microfita suspensa, mostrada na Figura 3.2, é utilizado o método da imitância [14]. Pode-se observar que esta estrutura é composta de três camadas dielétricas, sendo duas delas preenchidas com ar.

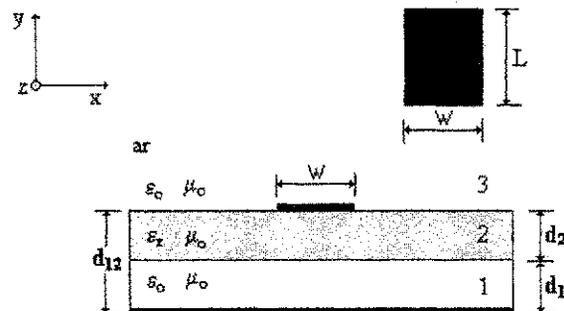


Figura 3.2 – Antena de microfita suspensa do tipo *patch* isolado.

Duas das principais características desta antena são:

- Ajuste da frequência de operação pela variação da altura da camada de ar existente entre o substrato e o plano de terra;
- Maior facilidade na alimentação do *patch*.

A seguir será apresentado o procedimento de análise.

3.3.1 - Método da imitância no domínio espectral

Neste método, [1] e [4], a antena de microfita é substituída por dois circuitos equivalentes, constituídos de linhas de transmissão, como mostrado na Figura 3.3. São obtidos dois circuitos, um para o modo TM (tipo E) e outro para o modo TE (tipo H).

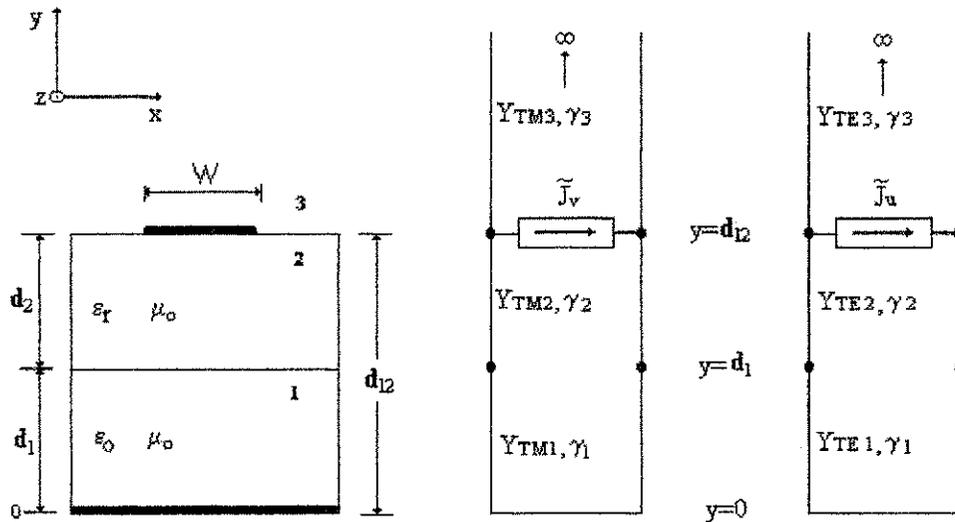


Figura 3.3 – Circuitos equivalentes de linhas de transmissão para os modos TM e TE.

A componente do campo elétrico na direção y (Figura 3.3) pode ser escrita como

$$E_y = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_y e^{-j(\alpha x + \beta z)} d\alpha d\beta, \quad (3.119)$$

sendo

$$\tilde{E}_y e^{-j(\alpha x + \beta z)} \quad (3.120)$$

o termo apresentado em (3.119) representativo de uma onda plana que se propaga na direção dada pelo vetor

$$\alpha \hat{a}_x + \beta \hat{a}_z. \quad (3.121)$$

Desta forma, a componente E_y pode ser obtida por meio da superposição de ondas se propagando na direção definida por (3.120).

O uso de um novo sistema de coordenadas pode ser vantajoso neste caso. Assim, pode-se definir o sistema constituído por (v, y, u) , como mostrado na Figura 3.4.

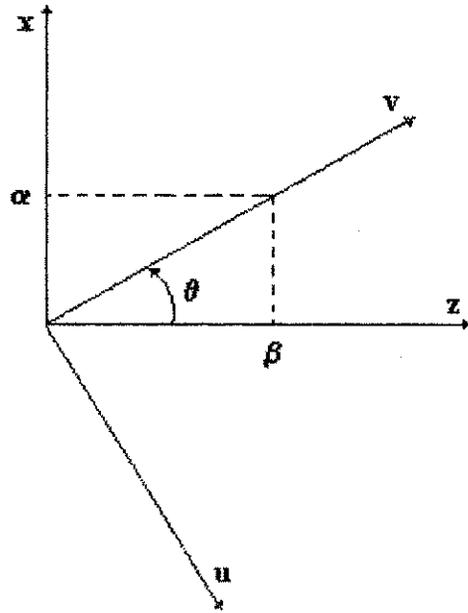


Figura 3.4 – Relação entre os sistemas de coordenadas (x, y, z) e (v, y, u) .

O novo sistema de coordenadas é, então, definido por meio de:

$$v = z \cos \theta + x \sin \theta ; \quad (3.122)$$

$$u = z \sin \theta - x \cos \theta ; \quad (3.123)$$

$$\theta = \cos^{-1} \left(\frac{\beta}{T} \right) ; \quad (3.124)$$

em que T é dado por

$$T = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2} . \quad (3.125)$$

Desta forma, as componentes na direção y dos modos TM serão \tilde{E}_v , \tilde{E}_y e \tilde{H}_u , enquanto que as do modo TE serão \tilde{H}_v , \tilde{H}_y e \tilde{E}_u .

No plano do *patch* da microfita, em $y=d_{12}=d_1+d_2$ (Figura 3.3), a transformada da densidade de corrente, $\tilde{\tilde{J}}$, pode ser escrita como

$$\tilde{\tilde{J}} = \tilde{J}_v \hat{a}_v + \tilde{J}_u \hat{a}_u . \quad (3.126)$$

Sabe-se, ainda, que no *patch*

$$\hat{a}_y \times (\tilde{\tilde{H}}_3 - \tilde{\tilde{H}}_2) = \tilde{\tilde{J}} , \quad (3.127)$$

o que implica em correntes distintas para cada modo:

$$\tilde{J}_v = \tilde{H}_{v3} - \tilde{H}_{v2}; \quad (3.128)$$

$$\tilde{J}_u = \tilde{H}_{u3} - \tilde{H}_{u2}; \quad (3.129)$$

em que os índices 3 e 2 indicam as camadas observadas na Figura 3.3.

Portanto, \tilde{H}_u e \tilde{J}_u representam as componentes de campo magnético e densidade de corrente para o modo TM. Deste modo, \tilde{H}_v e \tilde{J}_v representam as componentes de campo elétrico e densidade de corrente somente para o modo TE.

As admitâncias de linha para os dois modos (TM e TE) são definidas como:

$$Y_{TM} = -\frac{\tilde{H}_{ui}^+}{\tilde{E}_{vi}^+}; \quad (3.130)$$

$$Y_{TEi} = \frac{\tilde{H}_{vi}^+}{\tilde{E}_{ui}^+}; \quad (3.131)$$

que podem ser escritas como [1] e [4]:

$$Y_{TM} = j \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_{ri}}{\gamma_i}; \quad (3.132)$$

$$Y_{TEi} = \frac{\gamma_i}{j \omega \mu_0}; \quad (3.133)$$

sendo γ_i a constante de propagação da i -ésima seção do circuito equivalente na direção y , sendo obtida como

$$\gamma_i^2 = \alpha^2 + \beta^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_{ri}. \quad (3.134)$$

Observando a Figura 3.3, vê-se que, em $y=0$, tem-se o campo elétrico tangencial igual a zero, para o caso de condutores perfeitos.

Em $y=d_{12}$ (Figura 3.3), existe continuidade dos campos elétricos tangenciais, enquanto que haverá descontinuidades para os campos magnéticos tangenciais devido às densidades de corrente observadas no *patch*. Desta forma, pode-se escrever os campos elétricos tangenciais como:

$$\tilde{E}_v = \tilde{Z}_0^e \tilde{J}_v; \quad (3.135)$$

$$\tilde{E}_u = \tilde{Z}_0^h \tilde{J}_u; \quad (3.136)$$

em que \tilde{Z}_0^e e \tilde{Z}_0^h são as impedâncias de entrada em $y=d_{12}$ para os modos TM e TE, respectivamente. Essas impedâncias são obtidas como:

$$\tilde{Z}_0^e = \frac{l}{Y_+^e + Y_-^e}; \quad (3.137)$$

$$\tilde{Z}_0^h = \frac{l}{Y_+^h + Y_-^h}; \quad (3.138)$$

sendo Y_+^e e Y_-^e as admitâncias vistas observando-se por cima e por baixo, a partir do plano $y=d_{12}$, para os modos TM, e Y_+^h e Y_-^h são as admitâncias vistas por cima e por baixo a partir do plano $y=d_{12}$, para o modo TE.

A admitância de entrada Y_{IN} de uma seção de linha de transmissão de comprimento l , com admitância característica Y_0 e admitância de carga Y_L , é dada por

$$Y_{IN} = Y_0 \left[\frac{Y_L + Y_0 \tanh(\gamma_l l)}{Y_0 + Y_L \tanh(\gamma_l l)} \right]. \quad (3.139)$$

Quando se olha para baixo, em $y=d_1$, no sentido de $y=0$, tem-se que $Y_L = \infty$, tal que:

$$Y_-^e = Y_{TM1} \cdot \coth(\gamma_{e1} d_1); \quad (3.140)$$

$$Y_-^h = Y_{TE1} \cdot \coth(\gamma_{h1} d_1). \quad (3.141)$$

Assim, a admitância total vista para baixo do plano, em $y=d_{12}$, pode ser obtida por (3.139). Para o modo TM, obtém-se

$$Y_-^e = Y_{TM2} \left[\frac{Y_{TM1} \coth(\gamma_{e1} d_1) + Y_{TM2} \tanh(\gamma_{e2} d_{12})}{Y_{TM2} + Y_{TM1} \coth(\gamma_{e1} d_1) \tanh(\gamma_{e2} d_{12})} \right], \quad (3.142)$$

ou

$$Y_-^e = Y_{TM2} \left[\frac{Y_{TM1} + Y_{TM2} \tanh(\gamma_{e1} d_1) \tanh(\gamma_{e2} d_{12})}{Y_{TM2} \tanh(\gamma_{e1} d_1) + Y_{TM1} \tanh(\gamma_{e2} d_{12})} \right], \quad (3.143)$$

e para o modo TE, obtém-se

$$Y_-^h = Y_{TE2} \left[\frac{Y_{TE1} + Y_{TE2} \tanh(\gamma_{h1} d_1) \tanh(\gamma_{h2} d_{12})}{Y_{TE2} \tanh(\gamma_{h1} d_1) + Y_{TE1} \tanh(\gamma_{h2} d_{12})} \right]. \quad (3.144)$$

Quando se olha para cima, a partir de $y=d_{12}$, no sentido de $y = \infty$ (Figura 3.4), observa-se que a admitância da linha é igual à admitância de uma linha infinitamente longa, que é igual à admitância característica da linha

$$Y_+^e = Y_{TM3}, \quad (3.145)$$

$$Y_+^h = Y_{TE3}. \quad (3.146)$$

Por sua vez, a impedância de entrada, \tilde{Z}_0^e , pode ser obtida por meio da substituição de (3.143) e (3.145) em (3.137), determinando-se para o modo TM que

$$\tilde{Z}_0^e = \frac{1}{Y_{TM3} + Y_{TM2} \left[\frac{Y_{TM1} + Y_{TM2} \tanh(\gamma_{e1} d_1) \tanh(\gamma_{e2} d_{12})}{Y_{TM2} \tanh(\gamma_{e1} d_1) + Y_{TM1} \tanh(\gamma_{e2} d_{12})} \right]} \quad (3.147)$$

Para simplificar a expressão pode-se fazer:

$$A_{e1} = \tanh(\gamma_{e1} d_1); \quad (3.148)$$

$$A_{e2} = \tanh(\gamma_{e2} d_{12}). \quad (3.149)$$

Assim, a expressão (3.147) pode ser reescrita como

$$\tilde{Z}_0^e = \frac{1}{Y_{TM3} + Y_{TM2} \left[\frac{Y_{TM1} + Y_{TM2} A_{e1} A_{e2}}{Y_{TM2} A_{e1} + Y_{TM1} A_{e2}} \right]} \quad (3.150)$$

Substituindo (3.132) em (3.150), após manipulações algébricas, obtém-se

$$\tilde{Z}_0^e = \frac{\gamma_0 \gamma_2 (\epsilon_{r2} \gamma_1 A_{e1} + \epsilon_{r1} \gamma_2 A_{e2})}{j\omega \epsilon_0 [\gamma_1 \gamma_2 \epsilon_{r2} A_{e1} + \gamma_2^2 \epsilon_{r1} A_{e2} + \gamma_0 \gamma_2 \epsilon_{r1} \epsilon_{r2} + \epsilon_{r2}^2 \gamma_0 \gamma_1 A_{e1} A_{e2}]} \quad (3.151)$$

De forma análoga para o modo TE, observando-se baixo do plano $y=d_{12}$ (Figura 3.3), chega-se a

$$Y_-^h = Y_{TE2} \left[\frac{Y_{TE1} + Y_{TE2} \tanh(\gamma_{h1} d_1) \tanh(\gamma_{h2} d_{12})}{Y_{TE2} \tanh(\gamma_{h1} d_1) + Y_{TE1} \tanh(\gamma_{h2} d_{12})} \right], \quad (3.152)$$

da qual se obtém a impedância como

$$\tilde{Z}_0^h = \frac{Y_{TE2} A_{h1} + Y_{TE1} A_{h2}}{Y_{TE3} [Y_{TE2} A_{h1} + Y_{TE1} A_{h2}] + Y_{TE2} [Y_{TE1} + Y_{TE2} A_{h1} A_{h2}]}, \quad (3.153)$$

sendo

$$A_{h1} = \tanh(\gamma_{h1} d_1); \quad (3.154)$$

$$A_{h2} = \tanh(\gamma_{h2} d_{12}). \quad (3.155)$$

Substituindo (3.133) em (3.153), obtém-se

$$\tilde{Z}_0^h = \frac{j\omega \mu_0 (\gamma_2 A_{h1} + \gamma_1 A_{h2})}{\gamma_0 \gamma_2 A_{h1} + \gamma_0 \gamma_1 A_{h2} + \gamma_1 \gamma_2 + \gamma_2^2 A_{h1} A_{h2}} \quad (3.156)$$

Para a utilização dessas expressões é necessário efetuar a mudança do sistema de coordenadas. Usando-se (3.122) e (3.123), definem-se os vetores unitários na Figura 3.4 como:

$$\hat{a}_x = -\hat{a}_u \cos\theta + \hat{a}_v \sin\theta; \quad (3.157)$$

$$\hat{a}_z = \hat{a}_u \sin\theta + \hat{a}_v \cos\theta; \quad (3.158)$$

$$\hat{a}_u = \hat{a}_z \sin\theta - \hat{a}_x \cos\theta; \quad (3.159)$$

$$\hat{a}_v = \hat{a}_z \cos\theta + \hat{a}_x \sin\theta. \quad (3.160)$$

Desta forma, tem-se que:

$$\tilde{E}_x = \tilde{E} \cdot \hat{a}_x = (\tilde{E}_v \hat{a}_v + \tilde{E}_y \hat{a}_y + \tilde{E}_u \hat{a}_u) \cdot \hat{a}_x; \quad (3.161)$$

$$\tilde{E}_x = \tilde{E}_v \sin\theta - \tilde{E}_u \cos\theta; \quad (3.162)$$

e

$$\tilde{E}_z = \tilde{E} \cdot \hat{a}_z = (\tilde{E}_v \hat{a}_v + \tilde{E}_y \hat{a}_y + \tilde{E}_u \hat{a}_u) \cdot \hat{a}_z; \quad (3.163)$$

$$\tilde{E}_z = \tilde{E}_v \cos\theta + \tilde{E}_u \sin\theta. \quad (3.164)$$

Para as densidades de correntes, tem-se que:

$$\tilde{J}_v = (\tilde{J}_x \hat{a}_x + \tilde{J}_z \hat{a}_z) \cdot \hat{a}_v = \tilde{J}_x \sin\theta + \tilde{J}_z \cos\theta \quad (3.165)$$

e

$$\tilde{J}_u = (\tilde{J}_x \hat{a}_x + \tilde{J}_z \hat{a}_z) \cdot \hat{a}_u = -\tilde{J}_x \cos\theta + \tilde{J}_z \sin\theta. \quad (3.166)$$

Substituindo (3.133), (3.134), (3.165) e (3.166) em (3.162) e (3.164), tem-se que:

$$\tilde{E}_x = [\tilde{Z}_0^e \sin^2\theta + \tilde{Z}_0^h \cos^2\theta] \cdot \tilde{J}_x + \cos\theta \sin\theta [\tilde{Z}_0^e - \tilde{Z}_0^h] \cdot \tilde{J}_z \quad (3.167)$$

e

$$\tilde{E}_z = \cos\theta \sin\theta [\tilde{Z}_0^e - \tilde{Z}_0^h] \cdot \tilde{J}_x + [\tilde{Z}_0^e \cos^2\theta + \tilde{Z}_0^h \sin^2\theta] \cdot \tilde{J}_z. \quad (3.168)$$

Os termos $\sin\theta$ e $\cos\theta$ podem ser substituídos com o auxílio de (3.124) e (3.125). Assim, pode-se escrever (3.167) e (3.168) como:

$$\tilde{E}_x = \tilde{Z}_{xx} \tilde{J}_x + \tilde{Z}_{xz} \tilde{J}_z, \quad (3.169)$$

$$\tilde{E}_z = \tilde{Z}_{zx} \tilde{J}_x + \tilde{Z}_{zz} \tilde{J}_z, \quad (3.170)$$

sendo as expressões para \tilde{Z}_{xx} , \tilde{Z}_{xz} , \tilde{Z}_{zx} e \tilde{Z}_{zz} dadas por:

$$\tilde{Z}_{xx} = \frac{1}{\alpha^2 + \beta^2} [\alpha^2 \tilde{Z}_0^e + \beta^2 \tilde{Z}_0^h]; \quad (3.171)$$

$$\tilde{Z}_{xz} = \tilde{Z}_{zx} = \frac{\alpha\beta}{\alpha^2 + \beta^2} [\tilde{Z}_0^e - \tilde{Z}_0^h]; \quad (3.172)$$

$$\tilde{Z}_{zz} = \frac{1}{\alpha^2 + \beta^2} [\beta^2 \tilde{Z}_0^e + \alpha^2 \tilde{Z}_0^h]. \quad (3.173)$$

3.4 – Determinação da impedância superficial do filme supercondutor

A inclusão do efeito de supercondutividade do *patch* é feita por meio da adição de um termo correspondente à impedância de superfície, Z_s , na função de Green da estrutura, $[Z]$, como proposto em [19]. A expressão para Z_s é [19]

$$Z_s = R_s + jX_s = \sqrt{\frac{\omega\mu}{\sigma_2} \left(\frac{\sigma_1}{2\sigma_2} + j \right)} = \frac{\omega^2 \mu_0^2 \lambda_L^3 q_s^2 \tau}{2m_n} + j\omega \mu \lambda_L, \quad (3.174)$$

sendo que esta impedância depende da profundidade de penetração, λ_L , e da condutividade complexa, σ , do material. As expressões para a profundidade de penetração e para a condutividade complexa devida ao material supercondutor, são dadas por:

$$\lambda_L(T) = \lambda_L(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^4 \right]^{-\frac{1}{2}}; \quad (3.175)$$

$$\sigma = \sigma_1 - j\sigma_2 = \frac{n_n q_n^2 \tau}{m_n} - j \frac{1}{\omega \mu \lambda_L^2}; \quad (3.176)$$

sendo ω a frequência angular, σ_1 a parte real da condutividade complexa e σ_2 a parte imaginária da condutividade complexa.

A Equação (3.175) mostra que a profundidade de penetração, λ_L , tem uma dependência direta com a temperatura de operação da estrutura. Observa-se que para um valor de T próximo ao zero absoluto, $0 K$, existe um valor de penetração mínimo dado por $\lambda_L(0)$. Para um valor de T igual à temperatura crítica do material, a profundidade de penetração se torna infinita e o material deixa de ser supercondutor.

A condutividade do material também sofre influência da temperatura de operação. Nota-se que para valores de T menores que T_c , a condutividade é complexa; entretanto, para valores iguais, ou superiores a T_c , a condutividade se torna puramente real, fato que indica que o material deixou o estado de supercondutividade.

Para o caso do *patch* supercondutor, as transformadas de Fourier das componentes do campo elétrico, \tilde{E}_x e \tilde{E}_z , podem ser escritas como em [22]:

$$\tilde{E}_x = (\tilde{Z}_{xx} - \tilde{Z}_s)\tilde{J}_x + \tilde{Z}_{xz}\tilde{J}_z; \quad (3.177)$$

$$\tilde{E}_z = \tilde{Z}_{zx}\tilde{J}_x + (\tilde{Z}_{zz} - \tilde{Z}_s)\tilde{J}_z; \quad (3.178)$$

permitindo definir uma nova matriz $[\tilde{Z}]$, que é dada por

$$[\tilde{Z}] = \begin{bmatrix} \tilde{Z}_{xx} - \tilde{Z}_s & \tilde{Z}_{xz} \\ \tilde{Z}_{zx} & \tilde{Z}_{zz} - \tilde{Z}_s \end{bmatrix}. \quad (3.179)$$

O procedimento numérico adotado, para a determinação dos parâmetros da antena com *patch* de filme supercondutor, é o mesmo utilizado anteriormente, conforme descrito pelas Equações (3.64) a (3.75).

3.5 - Conclusões

Neste capítulo foram descritos os métodos de análise utilizados no desenvolvimento deste trabalho. A técnica para a inclusão do efeito da supercondutividade também foi mostrada. Estes métodos, combinados com a teoria de arranjos de antenas, constituem a base para o desenvolvimento deste trabalho. No capítulo seguinte será apresentada a teoria de arranjos de antenas.

Capítulo 4

Teoria de arranjos de antenas

4.1 - Arranjos lineares

4.1.1- Arranjo de dois elementos

Para o estudo de arranjo de dois elementos, considere a Figura 4.1. Este arranjo é formado por dois dipolos infinitesimais, posicionados ao longo do eixo z . Cada dipolo encontra-se disposto a uma distância d do outro.

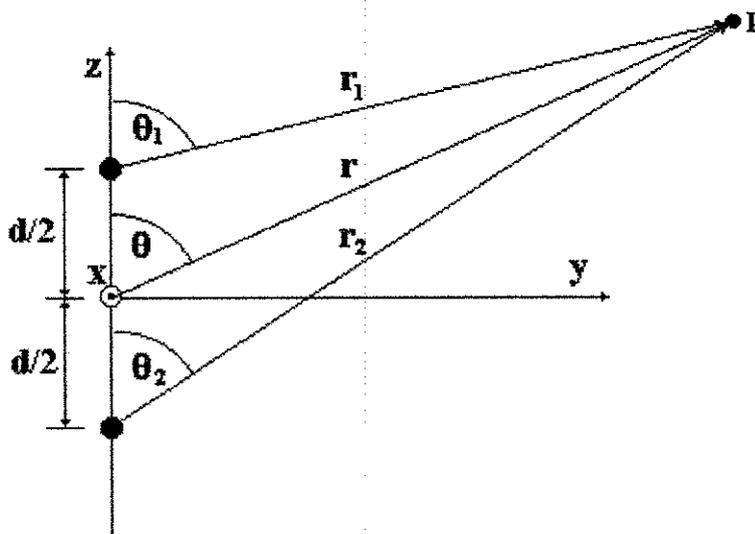


Figura 4.1 – Arranjo linear com dois dipolos infinitesimais.

A expressão geral para o comportamento do campo elétrico total radiado por dois dipolos infinitesimais, (Figura 4.1), é obtido como [38]

$$\vec{E}_t = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 = \hat{a}_\theta j\eta \frac{kI_0 l}{4\pi} \left\{ \frac{e^{-j\left(kr_1 - \frac{\beta}{2}\right)}}{r_1} |\cos\theta_1| + \frac{e^{-j\left(kr_2 + \frac{\beta}{2}\right)}}{r_2} |\cos\theta_2| \right\}, \quad (4.1)$$

sendo:

- β a diferença de excitação de fase entre os dois elementos;
- k o número de onda ($k = \omega\sqrt{\mu\epsilon}$);
- d a distância entre os dipolos;
- I_0 a amplitude de excitação dos dois elementos radiadores;
- η a impedância intrínseca do meio de propagação.

No entanto, para um observador localizado na região de campo distante, os ângulos de referência podem ser considerados iguais entre si. Desta forma, da Figura 4.1, obtém-se

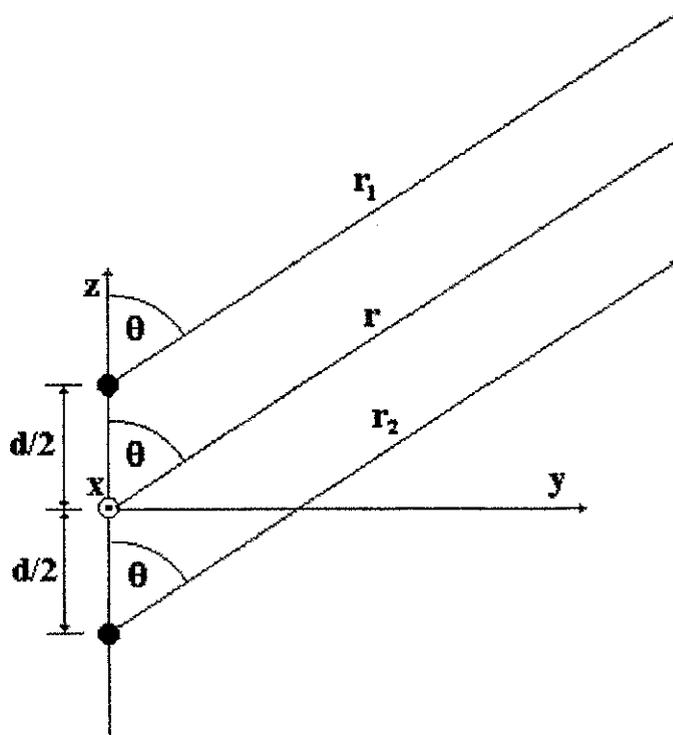


Figura 4.2 – Arranjo linear de dois elementos para a região de campo distante.

A expressão aproximada para o campo elétrico distante pode ser obtida de (4.1), considerando que:

$$\theta_1 \cong \theta_2 \cong \theta \quad (4.2)$$

$$\left. \begin{aligned} r_1 &\cong r - \frac{d}{2} \cos \theta \\ r_2 &\cong r + \frac{d}{2} \cos \theta \end{aligned} \right\} \text{para variações de fase} \quad (4.3)$$

$$r_1 \cong r_2 \cong r \quad \text{para variações de amplitude} \quad (4.4)$$

O campo elétrico total (4.1) é, então, obtido como

$$\vec{E}_t = \hat{a}_\theta j\eta \frac{kI_0 de^{-jkr}}{4\pi r} |\cos\theta| \left[e^{j\left(\frac{kdcos\theta + \beta}{2}\right)} + e^{-j\left(\frac{kdcos\theta + \beta}{2}\right)} \right] \quad (4.5)$$

Através da manipulação algébrica de (4.5), obtém-se

$$\vec{E}_t = \hat{a}_\theta j\eta \frac{kI_0 de^{-jkr}}{4\pi r} |\cos\theta| 2 \cos\left(\frac{1}{2}(kdcos\theta + \beta)\right) \quad (4.6)$$

Em (4.6) observa-se que a expressão para o campo elétrico do arranjo comporta-se como a de um único elemento, localizado na origem do arranjo (Figura 4.2), multiplicado por um termo denominado fator de arranjo, FA, que é dado por

$$FA = 2 \cos\left[\frac{1}{2}(kd \cos \theta + \beta)\right] \quad (4.7)$$

Normalizando (4.7), obtém-se

$$FA_n = \cos\left[\frac{1}{2}(kd \cos \theta + \beta)\right] \quad (4.8)$$

Em (4.8) nota-se que cada variação em d causará um resultado diferente para o fator de arranjo, acontecendo o mesmo para variações na defasagem progressiva β . Assim, pode-se afirmar que o fator de arranjo é função da geometria e da defasagem progressiva do arranjo. Essas dependências podem ser utilizadas para o controle do campo elétrico total radiado pelo arranjo.

Assim, o campo elétrico de um arranjo uniforme de dois elementos idênticos é igual ao campo elétrico de um dos elementos, em um ponto de referência escolhido, multiplicado pelo fator de arranjo.

Portanto, a multiplicação do diagrama de radiação do elemento de referência do arranjo pelo diagrama do fator de arranjo, irá resultar no diagrama do arranjo. Isto vale

para arranjos com qualquer número de elementos idênticos e com defasagem progressiva. Assim, tem-se que

$$\vec{E}_{total} = \vec{E}_{elemento} \cdot FA \quad (4.9)$$

O fator de arranjo independe das características diretivas dos elementos radiantes, que são considerados fontes isotrópicas com características definidas para a amplitude, a fase e a localização de cada um deles.

4.1.2 - Arranjo linear de n elementos

Para o caso de N elementos idênticos representados por fontes puntuais, Figura 4.3, com defasagem progressiva, β , o fator de arranjo, FA, é dado por [38]

$$FA = 1 + e^{j(kd \cos \theta + \beta)} + e^{j2(kd \cos \theta + \beta)} + \dots + e^{j(N-1)(kd \cos \theta + \beta)} \quad (4.10)$$

A manipulação algébrica de (4.10) permite obter

$$FA = \sum_{n=1}^N e^{j(n-1)(kd \cos \theta + \beta)} \quad (4.11)$$

ou

$$FA = \sum_{n=1}^N e^{j(n-1)\psi} \quad (4.12)$$

com

$$\psi = kd \cos \theta + \beta \quad (4.13)$$

Multiplicando ambos os lados de (4.10) por $e^{j\psi}$, obtém-se

$$FAe^{j\psi} = e^{j\psi} + e^{j2\psi} + e^{j3\psi} + \dots + e^{j(N-1)\psi} + e^{jN\psi} \quad (4.14)$$

Subtraindo (4.12) de (4.14), obtém-se:

$$FA(e^{j\psi} - 1) = (-1 + e^{jN\psi})$$

ou

$$FA = \frac{(e^{jN\psi} - 1)}{(e^{j\psi} - 1)} \quad (4.15)$$

ou ainda

$$FA = \left[\frac{e^{jN\psi} - 1}{e^{j\psi} - 1} \right] \cdot \frac{e^{-j\left(\frac{1}{2}\right)\psi}}{e^{-j\left(\frac{1}{2}\right)\psi}} = e^{j\left(\frac{N-1}{2}\right)\psi} \left[\frac{e^{j\left(\frac{N}{2}\right)\psi} - e^{-j\left(\frac{N}{2}\right)\psi}}{e^{j\left(\frac{1}{2}\right)\psi} - e^{-j\left(\frac{1}{2}\right)\psi}} \right] = e^{j\left(\frac{N-1}{2}\right)\psi} \left[\frac{\text{sen} \left[\frac{N}{2}\psi \right]}{\text{sen} \left[\frac{1}{2}\psi \right]} \right] \quad (4.16)$$

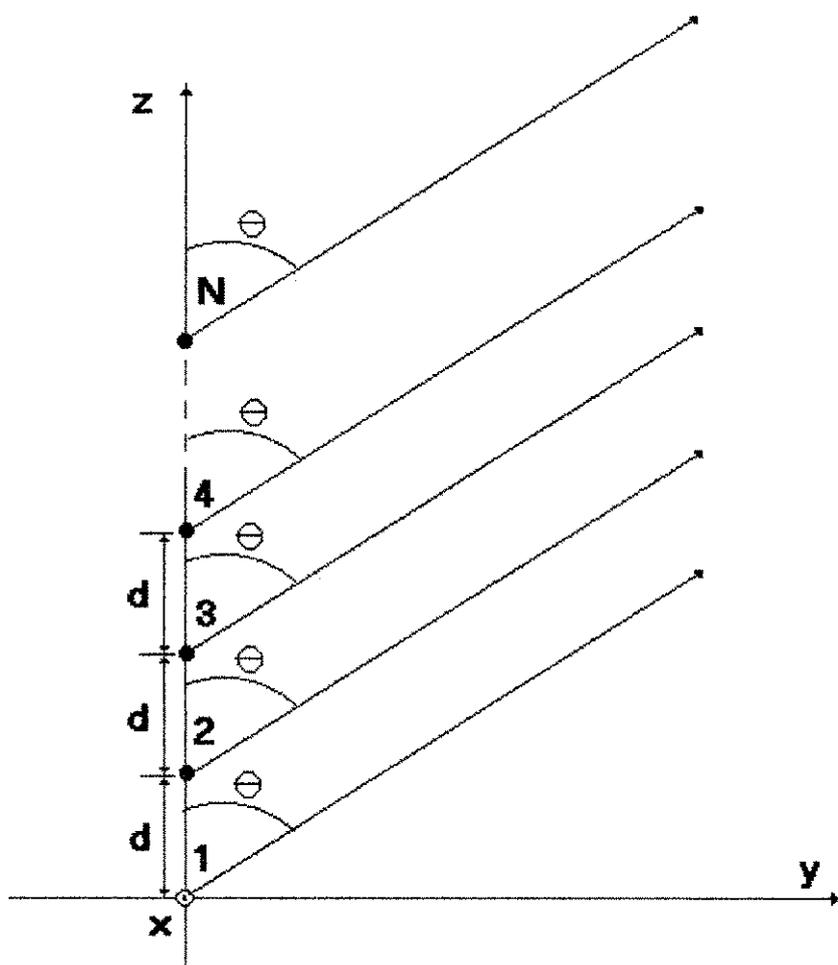


Figura 4.3 – Arranjo linear com N elementos.

Escolhendo o ponto de referência como sendo o centro físico do arranjo, como no caso de dois elementos (Figura 4.2), o fator de arranjo, em (4.16), reduz-se a

$$FA = \frac{\left[\text{sen} \left[\left(\frac{N}{2} \right) \psi \right] \right]}{\left[\text{sen} \left[\left(\frac{1}{2} \right) \psi \right] \right]} \quad (4.17)$$

Para pequenos valores de ψ , tem-se que (4.17) reduz-se a

$$FA \cong \frac{\left[\text{sen} \left[\left(\frac{N}{2} \right) \psi \right] \right]}{\left(\frac{1}{2} \right) \psi} \quad (4.18)$$

Efetuada-se uma normalização em relação ao número máximo de elementos do arranjo, (4.17) e (4.18) podem ser reescritas, respectivamente, como:

$$FA_n = \frac{1}{N} \frac{\left[\text{sen} \left[\left(\frac{N}{2} \right) \psi \right] \right]}{\left[\text{sen} \left[\left(\frac{1}{2} \right) \psi \right] \right]} \quad (4.19)$$

e

$$FA_n \cong \frac{1}{N} \frac{\left[\text{sen} \left[\left(\frac{N}{2} \right) \psi \right] \right]}{\left(\frac{1}{2} \right) \psi} \quad (4.20)$$

4.1.3 - Arranjo planar uniforme de $M \times N$ elementos

O arranjo planar uniforme é caracterizado pela disposição dos seus elementos em um plano, como mostrado na Figura 4.4 [38].

Este tipo de arranjo possui características bem peculiares, quando comparado com o arranjo linear. Esta distribuição de elementos permite a obtenção de uma maior simetria dos campos radiados, com uma maior concentração de potência no lóbulo principal, além de possibilitar um controle sobre o direcionamento do campo radiado.

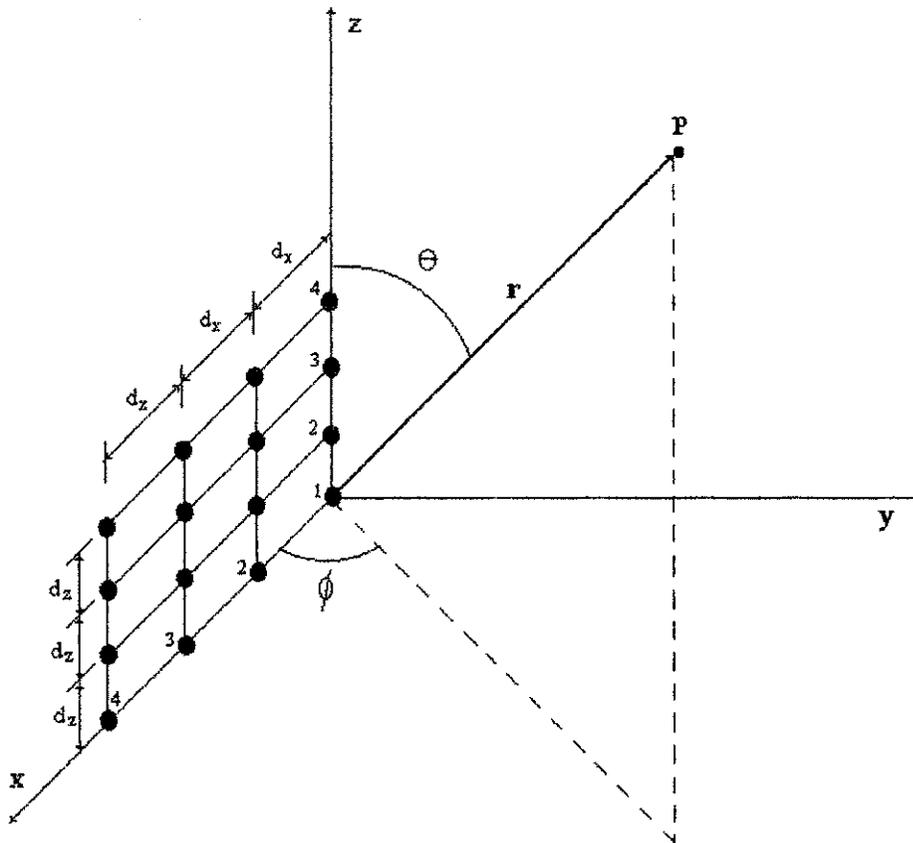


Figura 4.4 – Arranjo planar com $m \times n$ elementos.

4.1.3.1 - Fator de arranjo

Considere um arranjo planar uniforme, como mostrado na Figura 4.4. Para o eixo x , o fator de arranjo, FA, é dado por

$$FA = \sum_{m=1}^M I_{m1} e^{j(m-1)(kd_x \sin \theta \cos \phi + \beta_x)}, \quad (4.21)$$

sendo que I_{m1} é o coeficiente de excitação de cada elemento, d_x é o espaçamento entre os elementos, β_x é a variação de fase entre os elementos (na direção x) e M é o número de elementos na direção x .

Para o eixo z , considera-se que existem N arranjos, como descritos para o caso do eixo x , dispostos ao longo desse eixo, a uma distância d_z e com diferença de fase progressiva β_z , sendo, então, o fator de arranjo total para $M \times N$ elementos dado por:

$$FA = \sum_{n=1}^N I_{n1} \left(\sum_{m=1}^M I_{m1} e^{j(m-1)(kd_x \sin \theta \cos \phi + \beta_x)} \right) e^{j(n-1)(kd_z \cos \theta + \beta_z)}, \quad (4.22)$$

É fácil notar que a expressão do fator de arranjo, mostrada em (4.22), pode ser decomposta em dois termos independentes. Assim, obtém-se

$$FA = S_{xm} S_{zn} \quad (4.23)$$

com

$$S_{xm} = \sum_{m=1}^M I_{m1} e^{j(m-1)(kd_x \sin \theta \cos \phi + \beta_x)} \quad (4.24)$$

e

$$S_{zn} = \sum_{n=1}^N I_{n1} e^{j(n-1)(kd_z \cos \theta + \beta_z)} \quad (4.25)$$

Para simplificar a análise, pode-se considerar que os coeficientes de excitação dos elementos do arranjo mantêm uma proporcionalidade, segundo as direções x e z . A amplitude do (m,n) -ésimo elemento pode ser escrita como o produto das amplitudes nas direções x e z , de tal forma que

$$I_{mn} = I_{m1} \cdot I_{n1} \quad (4.26)$$

Assim, considerando uma excitação uniforme em todos os elementos, a excitação total é tal que $I_{nm} = I_0$. Reescrevendo (4.22), obtém-se

$$FA = I_0 \sum_{m=1}^M e^{j(m-1)(kd_x \cos \theta \cos \phi + \beta_x)} \sum_{n=1}^N e^{j(n-1)(kd_z \cos \theta + \beta_z)} \quad (4.27)$$

A manipulação algébrica de (4.27) permite obter

$$FA_n(\theta, \phi) = \left[\begin{array}{c} 1 \\ \text{sen} \left[\left(\frac{M}{2} \right) \psi_x \right] \\ M \\ \text{sen} \left(\frac{\psi_x}{2} \right) \end{array} \right] \left[\begin{array}{c} 1 \\ \text{sen} \left[\left(\frac{N}{2} \right) \psi_z \right] \\ N \\ \text{sen} \left(\frac{\psi_z}{2} \right) \end{array} \right] \quad (4.28)$$

com

$$\psi_x = kd_x \cos \theta \cos \phi + \beta_x \quad (4.29)$$

e

$$\psi_z = kd_z \cos \theta + \beta_z. \quad (4.30)$$

Uma característica importante deste tipo de arranjo é que o espaçamento entre os elementos deve ser menor que o comprimento de onda λ_0 . Caso esta condição não seja obedecida, surgirão múltiplos máximos de igual amplitude. Assim sendo, tanto o espaçamento na direção x, como o na direção z, devem ser menores do que λ_0 ($d_x < \lambda_0$ e $d_z < \lambda_0$).

4.1.4 - Arranjo circular

Os arranjos circulares encontram grande aplicação em sistemas de radar, sonar, navegação aérea e espacial, razão pela qual estes arranjos têm despertado grande interesse na comunidade científica [38].

Nesses arranjos, os elementos radiantes são dispostos em um círculo, como mostrado no exemplo da Figura 4.5.

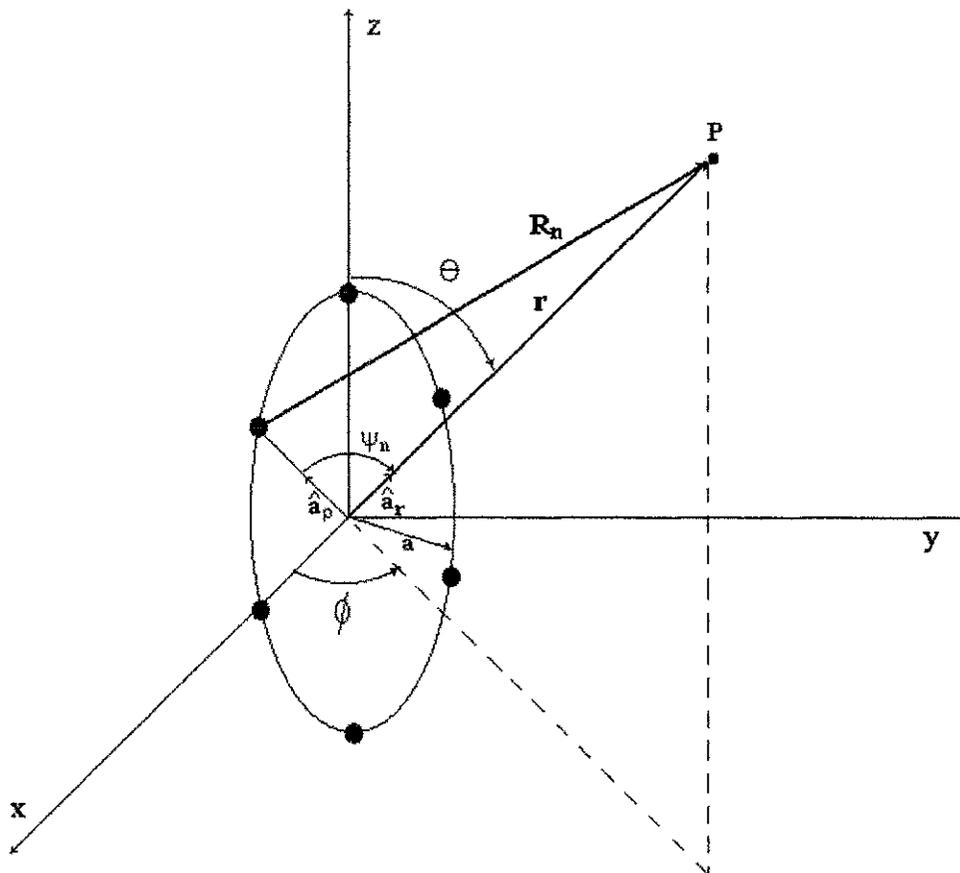


Figura 4.5 – Arranjo circular com N elementos.

4.1.4.1 - Fator de arranjo

Na análise de um arranjo circular, como o da Figura 4.5, com N elementos, considera-se que esses elementos se encontram igualmente espaçados entre si.

Assim, para um observador situado a uma distância R_n do n -ésimo elemento, o campo elétrico poderá ser definido como o somatório das contribuições de cada elemento que constitui o arranjo. Assim, obtém-se [38]

$$E(r, \theta, \phi) = \sum_{n=1}^N a_n \frac{e^{-jkR_n}}{R_n}, \quad (4.31)$$

sendo R_n a distância do n -ésimo elemento do arranjo ao observador, dada por

$$R_n = \left(r^2 + a^2 - 2ar \cos \psi_n \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (4.32)$$

e r é a distância do observador à origem e a é o raio do arranjo.

Para $r \gg a$, de (4.32) obtém-se

$$R_n \cong r - a \cos \psi_n = r - a(\hat{a}_\rho \cdot \hat{a}_r) = r - a(\cos \delta_n \sin \theta \cos \phi + \sin \delta_n \cos \theta), \quad (4.33)$$

já que

$$\begin{aligned} \hat{a}_\rho \cdot \hat{a}_r &= (\hat{a}_x \cos \delta_n + \hat{a}_z \sin \delta_n) \cdot (\hat{a}_x \sin \theta \cos \phi + \hat{a}_y \sin \theta \sin \phi + \hat{a}_z \cos \theta) = \\ &= \cos \delta_n \sin \theta \cos \phi + \sin \delta_n \cos \theta \end{aligned} \quad (4.34)$$

Considerando que para variações da amplitude, na região de campo distante, usa-se a aproximação $R_n \cong r$, obtém-se de (4.31) que

$$E(r, \theta, \phi) = \frac{e^{-jkr}}{r} \sum_{n=1}^N a_n e^{jka(\cos \delta_n \sin \theta \cos \phi + \sin \delta_n \cos \theta) + j\alpha_n}, \quad (4.35)$$

sendo que a_n é o n -ésimo coeficiente de excitação (amplitude e fase) e δ_n , que é igual a

$2\pi \left(\frac{n}{N} \right)$, é a posição angular do n -ésimo elemento no plano x - z .

Define-se a_n como

$$a_n = I_n e^{j\alpha_n}, \quad (4.36)$$

sendo I_n a amplitude da excitação e α_n é a fase de excitação, relativa ao centro do arranjo, do n -ésimo elemento.

De (4.35), obtém-se

$$E(r, \theta, \phi) = \frac{e^{-jkr}}{r} [FA(\theta, \phi)] \quad (4.37)$$

com

$$FA(\theta, \phi) = \sum_{n=1}^N a_n e^{jka(\cos \delta_n \sin \theta \cos \phi + \sin \delta_n \cos \theta) + \alpha_n} \quad (4.38)$$

Para direcionar o feixe principal do arranjo para uma determinada posição, escolhe-se a fase de excitação do n -ésimo elemento, α_n , definida em (4.38) como

$$\alpha_n = -ka(\cos \delta_n \sin \theta \cos \phi + \sin \delta_n \cos \theta), \quad (4.39)$$

sendo que θ_0 e ϕ_0 são as coordenadas da direção do feixe principal. Portanto, (4.38) pode ser reescrita como

$$FA(\theta, \phi) = \sum_{n=1}^N I_n e^{jka(\cos \delta_n \sin \theta \cos \phi + \sin \delta_n \cos \theta - \cos \delta_n \sin \theta_0 \cos \phi_0 - \sin \delta_n \cos \theta_0)} = \sum_{n=1}^N I_n e^{jka(\cos \psi - \cos \psi_0)} \quad (4.40)$$

Uma simplificação da equação (4.40) pode ser obtida definindo-se ρ_0 como

$$\rho_0 = a \left[(\sin \theta \cos \phi - \sin \theta_0 \cos \phi_0)^2 + (\cos \theta - \cos \theta_0)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.41)$$

A parte exponencial de (4.40) pode ser reescrita como

$$ka(\cos \psi - \cos \psi_0) = \frac{k\rho_0 [\cos \delta_n \sin \theta \cos \phi + \sin \delta_n \cos \theta - \cos \delta_n \sin \theta_0 \cos \phi_0 - \sin \delta_n \cos \theta_0]}{\left[(\sin \theta \cos \phi - \sin \theta_0 \cos \phi_0)^2 + (\cos \theta - \cos \theta_0)^2 \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (4.42)$$

ou

$$ka(\cos \psi - \cos \psi_0) = k\rho_0 \left\{ \frac{\cos \delta_n (\sin \theta \cos \phi - \sin \theta_0 \cos \phi_0) - \sin \delta_n (\cos \theta - \cos \theta_0)}{\left[(\sin \theta \cos \phi - \sin \theta_0 \cos \phi_0)^2 + (\cos \theta - \cos \theta_0)^2 \right]^{\frac{1}{2}}} \right\} \quad (4.43)$$

Definindo-se então

$$\cos \xi = \frac{(\sin \theta \cos \phi - \sin \theta_0 \cos \phi_0)}{\left[(\sin \theta \cos \phi - \sin \theta_0 \cos \phi_0)^2 + (\cos \theta - \cos \theta_0)^2 \right]^{\frac{1}{2}}}, \quad (4.44)$$

obtem-se

$$\sin \xi = \left[1 - \cos^2 \xi \right]^{\frac{1}{2}} = \frac{(\cos \theta - \cos \theta_0)}{\left[(\sin \theta \cos \phi - \sin \theta_0 \cos \phi_0)^2 + (\cos \theta - \cos \theta_0)^2 \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (4.45)$$

Usando (4.44) e (4.45) em (4.43), chega-se a

$$ka(\cos \psi - \cos \psi_0) = k\rho_0 (\cos \delta_n \cos \xi + \sin \delta_n \sin \xi) = k\rho_0 \cos(\delta_n - \xi) \quad (4.46)$$

Assim, a equação do fator de arranjo obtida de (4.40) para o caso circular, pode ser escrita como

$$FA(\theta, \phi) = \sum_{n=1}^N I_n e^{jka(\cos \psi - \cos \psi_0)} = \sum_{n=1}^N I_n e^{jk\rho_0 \cos(\delta_n - \xi)}, \quad (4.47)$$

sendo

$$\xi = \tan^{-1} \left[\frac{\cos \theta - \cos \theta_0}{\sin \theta \cos \phi - \sin \theta_0 \cos \phi_0} \right]. \quad (4.48)$$

Uma outra forma de expressar a Equação (4.47) é utilizando funções de Bessel de primeira ordem, obtendo-se a seguinte expressão

$$FA(\theta, \phi) = NI_0 \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_{mN}(k\rho_0) e^{jmN(\frac{\pi}{2} - \xi)}. \quad (4.49)$$

Para o caso de um número elevado de elementos no arranjo circular, o fator $J_0(k\rho_0)$, em (4.49), torna-se mais significativo, tornando desprezíveis os termos restantes para fins de aproximação do fator de arranjo.

4.2 - Conclusões

Neste capítulo, foram apresentados os arranjos de antenas de microfita que são considerados neste trabalho, além de efetuadas análises para a determinação de suas características de radiação na região de campo distante. Os resultados obtidos são utilizados para o cálculo dos diagramas de radiação de antenas com materiais supercondutores e seus arranjos.

Capítulo 5

Impedância de entrada de uma antena de microfita

Vários métodos para a determinação da impedância de entrada de uma antena de microfita são apresentados na literatura [15]-[18].

Uma forma para determinação da impedância de entrada para uma antena de microfita pode ser obtida por meio da análise das correntes superficiais no *patch* e a corrente de alimentação. As correntes de alimentação são conhecidas, enquanto que as correntes na superfície do *patch* podem ser obtidas por meio de métodos numéricos. Para este procedimento será utilizado o método dos momentos.

A geometria do *patch* utilizado é a retangular. Este *patch* tem largura W e comprimento L . A alimentação da antena é feita por meio de um cabo coaxial na posição (x_0, z_0) , como mostrado na Figura 5.1.

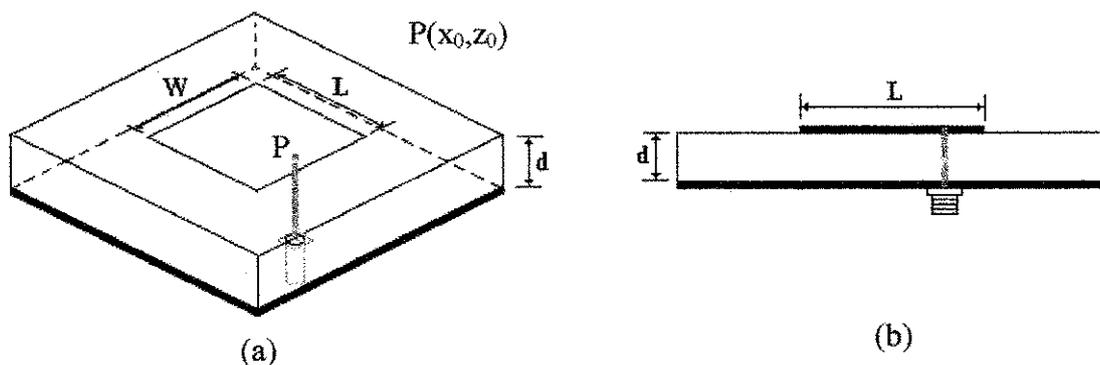


Figura 5.1 – (a) Vista isométrica de uma antena de microfita com alimentação por cabo coaxial e (b) detalhe do conector de alimentação.

5.1 - Modelamento da impedância de entrada da antena

A condição de contorno do problema considera que a soma do campo elétrico tangencial incidente da linha de alimentação e do campo elétrico tangencial gerado pela corrente induzida no *patch* é igual a zero

$$\vec{E}_{tan}^{inc} + \vec{E}_{tan}^{scat} = 0. \quad (5.1)$$

Na Equação (A.15) do Apêndice, vê-se que o campo espalhado sobre a superfície é função da corrente superficial e da função de Green considerada no modelamento. Assim, a Equação (5.1) pode ser escrita como

$$\vec{E}_{tan}^{inc} = -\vec{E}_{tan}^{scat} = -\int_S \vec{G} \cdot \vec{J}_s ds, \quad (5.2)$$

sendo \vec{J}_s a corrente superficial do *patch*, \vec{G} uma função diádica de Green e S a superfície na qual o campo está espalhado.

Por sua vez, a densidade superficial de corrente, \vec{J}_s , pode ser expandida como uma soma de funções de base

$$\vec{J}_s(x, z) = \sum_{n=1}^N I_n \vec{J}_n(x, z), \quad (5.3)$$

em que

\vec{J}_n – é a expansão de \vec{J}_s nas direções x e z ;

I_n – são os coeficientes pesos desconhecidos.

Substituindo (5.3) em (5.2), chega-se a

$$\vec{E}_{tan}^{inc} = -\int_S \sum_{n=1}^N I_n \vec{J}_n \cdot \vec{G} ds \quad (5.4)$$

ou

$$\vec{E}_{tan}^{inc} = -\sum_{n=1}^N I_n \int_S \vec{J}_n \cdot \vec{G} ds. \quad (5.5)$$

Aplicando o método dos momentos em (5.5), tem-se

$$\int_{S_2} \vec{J}_m \cdot \vec{E}_{tan}^{inc} ds_2 = -\sum_{n=1}^N I_n \iint_{S_2, S} \vec{J}_n \cdot \vec{G} \cdot \vec{J}_m ds ds_2. \quad (5.6)$$

em que S e S_2 são as superfícies consideradas no modelamento.

Fazendo \vec{E}_n igual ao campo gerado pela n -ésima expansão de corrente, chega-se

a

$$\vec{E}_n = \int_s \vec{J}_n \cdot \vec{G} ds. \quad (5.7)$$

Substituindo (5.7) em (5.6) chega-se

$$\int_{s_2} \vec{J}_m \cdot \vec{E}_{tan}^{inc} ds_2 = - \sum_{n=1}^N I_n \int_{s_2} \vec{E}_n \cdot \vec{J}_m ds ds_2. \quad (5.8)$$

Definindo, como em [2], uma matriz generalizada [Z] com elementos dados por

$$Z_{mn} = - \int_{s_2} \vec{J}_m \cdot \vec{E}_n ds_2 \quad (5.9)$$

e os elementos de um vetor generalizado [V^p] como

$$V_m^p = \int_{s_2} \vec{J}_m \cdot \vec{E}_{tan}^{inc} ds_2. \quad (5.10)$$

Como o campo elétrico incidente, \vec{E}_{tan}^{inc} , é gerado pela densidade de corrente na ponta de prova, \vec{J}^p , este será chamado agora de \vec{E}^p . Assim, (5.10) torna-se

$$V_m^p = \int_{s_2} \vec{J}_m \cdot \vec{E}^p ds_2. \quad (5.11)$$

Assim, a equação (5.8), na forma matricial, torna-se

$$[Z][I] = [V^p]. \quad (5.12)$$

em que [I] é o vetor de coeficientes da expansão de corrente.

No domínio da transformada de Fourier \vec{E}_n , (5.9), torna-se

$$\vec{E}_n = \frac{I}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\vec{E}}_n e^{-j(ax+\beta z)} d\alpha d\beta. \quad (5.13)$$

Substituindo (5.13) em (5.9), chega-se a

$$Z_{mn} = - \frac{I}{(2\pi)^2} \int_{s_2} \vec{J}_m \cdot \left[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\vec{E}}_n e^{-j(ax+\beta z)} d\alpha d\beta \right] ds_2. \quad (5.14)$$

Fazendo os limites de integração de s_2 de $-\infty$ a $+\infty$, (5.14) torna-se

$$Z_{mn} = - \frac{I}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{J}_m \cdot \left[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\vec{E}}_n e^{-j(ax+\beta z)} d\alpha d\beta \right] dx dz \quad (5.15)$$

ou

$$Z_{mn} = - \frac{I}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\vec{E}}_n \cdot \left[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{J}_m e^{-j(ax+\beta z)} dx dz \right] d\alpha d\beta. \quad (5.16)$$

Na Equação (5.16) observa-se que o termo entre colchetes, pela definição da transformada de Fourier, é igual a

$$\tilde{\vec{J}}_m^* = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{J}_m e^{-j(\alpha x + \beta z)} dx dz. \quad (5.17)$$

Desta forma, a Equação (5.16) pode ser escrita como

$$Z_{mm} = -\frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\vec{E}}_n \cdot \tilde{\vec{J}}_m^* d\alpha d\beta. \quad (5.18)$$

Aplicando o teorema da reciprocidade em (5.10), chega-se a

$$V_m^p = \iiint_V \vec{J}^p \cdot \vec{E}_m dV. \quad (5.19)$$

Considerando o diâmetro do conector infinitesimal a Equação (5.19) resume-se a

$$V_m^p = \int_{y=0} \vec{J}^p \cdot \vec{E}_m dy. \quad (5.20)$$

No domínio da transformada de Fourier, substitui-se \vec{E}_m por sua expressão equivalente, tal que (5.20) torna-se

$$V_m^p = -\frac{1}{(2\pi)^2} \int_{y=0}^d \vec{J}^p \cdot \left[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\vec{E}}_m e^{-j(\alpha x + \beta z)} d\alpha d\beta \right] dz \quad (5.21)$$

ou

$$V_m^p = -\frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_{y=0}^d \tilde{\vec{E}}_m dy \right] \cdot \vec{J}^p e^{-j(\alpha x_0 + \beta z_0)} d\alpha d\beta. \quad (5.22)$$

Pode-se considerar que \vec{J}^p tem amplitude unitária. Desta forma, V_m^p pode ser expresso como

$$V_m^p = -\frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_{y=0}^d \tilde{\vec{E}}_m dy \right] e^{-j(\alpha x_0 + \beta z_0)} d\alpha d\beta. \quad (5.23)$$

Determinados os valores do vetor $[V^p]$ e da matriz generalizada $[Z]$, pode-se calcular o vetor de coeficientes $[I]$ com

$$[I] = [Z]^{-1} [V^p]. \quad (5.24)$$

A impedância de entrada é dada por [2] como

$$Z_{in} = -\int_{y=0}^d E_y dy. \quad (5.25)$$

ou na forma matricial

$$Z_{in} = -[I]^t [V^p]. \quad (5.26)$$

Desta forma, foi determinada a impedância de entrada de uma antena de microfita com alimentação por cabo coaxial. Na próxima seção será mostrada a forma de inclusão do efeito da supercondutividade.

5.2 - Impedância de entrada de uma antena de microfita com filme supercondutor

Para a inclusão da supercondutividade na análise da impedância de entrada, é repetido o procedimento adotado na determinação da frequência de ressonância. A matriz $[\tilde{Z}]$, obtida no processo, é novamente alterada por meio da inclusão do termo referente à impedância superficial supercondutora. Deste modo, a nova matriz $[\tilde{Z}]$ pode ser escrita como em (3.177) e (3.178). Este procedimento leva a

$$[\tilde{Z}] = \begin{bmatrix} \tilde{Z}_{xx} - \tilde{Z}_s & \tilde{Z}_{xz} \\ \tilde{Z}_{zx} & \tilde{Z}_{zz} - \tilde{Z}_s \end{bmatrix}. \quad (5.27)$$

Novamente, o procedimento adotado a partir deste ponto é o mesmo mostrado anteriormente, ou seja, o processo descrito pelas equações de (3.64) a (3.75).

A impedância de entrada com a inclusão do efeito da supercondutividade é, então, determinada por meio das as Equações (5.24) a (5.26).

5.3 - Conclusões

Neste capítulo foi determinada a influência da utilização de um *patch* de filme supercondutor na impedância de entrada de uma antena de microfita, que é alimentada por meio de cabo coaxial. O procedimento adotado para a inclusão do efeito da supercondutividade foi semelhante ao realizado para o caso da determinação da frequência de ressonância da antena. Os resultados numéricos desta análise são mostrados no Capítulo 6.

Capítulo 6

Resultados numéricos

6.1 - Antena de microfita com *patch* supercondutor sobre substrato isotrópico

6.1.1 - Antena de microfita com *patch* supercondutor

Os resultados para a antena de microfita com *patch* de filme supercondutor são mostrados a seguir. A estrutura analisada é mostrada na Figura 6.1, sendo essa composta de um *patch* de filme supercondutor depositado sobre um substrato isotrópico com um plano de terra. O filme supercondutor tem as seguintes características: Temperatura crítica igual a 89 K, constante de penetração de London mínima igual a 140 nm, condutância inicial de 10^6 S/m e possui espessura de 350 nm. O substrato dielétrico [26] tem espessura de 254 μm e constante dielétrica relativa de 23,81. A temperatura de operação utilizada na maioria dos casos considerados foi de 50 K. A simulação dos parâmetros foi feita por meio do método dos potenciais vetoriais de Hertz e do método dos momentos.

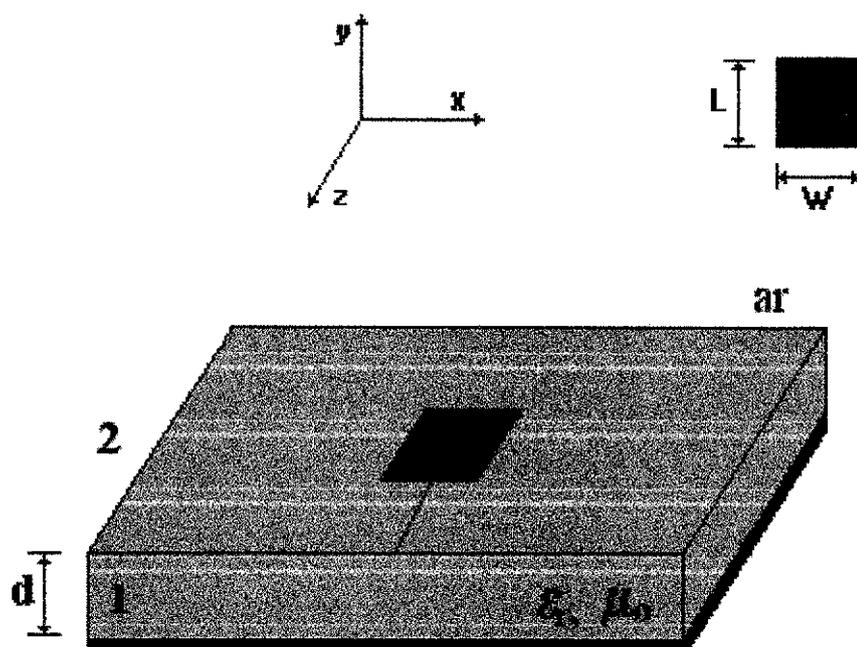


Figura 6.1 – Antena de microfita com *patch* isolado.

A Figura 6.2 mostra o comportamento da frequência de ressonância de uma antena de microfita com *patch* isolado de filme supercondutor. Nesta curva, são apresentados valores medidos e teóricos. Pode-se notar que a frequência de ressonância é praticamente uma constante em toda a faixa de temperatura investigada, de 0 K a 70 K. Nota-se que, para valores de temperatura maiores que 70 K e menores que 89 K (temperatura crítica do filme supercondutor), ocorre uma variação mais acentuada no valor deste parâmetro. Este comportamento apresentado deve-se ao fato de que, para regiões próximas à temperatura crítica, o material perde suas propriedades supercondutoras.

Os resultados numéricos foram obtidos com duas modelagens distintas. Na primeira, a antena de microfita foi considerada na sua forma mais simples, sendo constituída de um *patch* e uma camada dielétrica isotrópica sobre um plano de terra (Figura 6.2). Para a segunda, considerou-se uma antena de microfita com um substrato dielétrico anisotrópico uniaxial (Figura 6.2).

Ambas as formas de modelagem, quando comparadas com dados experimentais, apresentaram uma excelente concordância. Para o caso da antena de microfita com substrato anisotrópico, os valores das constantes de permissividade dielétrica em todas as direções foram considerados iguais ($\epsilon_{xx}=\epsilon_{yy}=\epsilon_{zz}$), para esta verificação.

A Figura 6.3 mostra o diagrama de radiação da intensidade de campo elétrico no plano E de uma antena de microfita com *patch* isolado de filme supercondutor com uma camada dielétrica isotrópica. Nota-se que ocorre radiação apenas em um hemisfério. O valor da largura de feixe de meia potência é de aproximadamente 150° , sendo este o valor em que a intensidade do lóbulo principal cai a meia potência. O efeito do plano de terra na composição da estrutura é decisivo na obtenção deste comportamento, ou seja, teoricamente a antena não radiaria no hemisfério contrário ao do designado para sua atuação. Este fato se torna relevante na composição de sistemas nos quais as antenas se apresentam montadas com certa proximidade e com um ângulo de defasagem de 180° .

Na Figura 6.4 observa-se o diagrama de radiação da intensidade de campo magnético no plano H de uma antena de microfita com *patch* isolado de filme supercondutor. Verifica-se que para este caso o valor da largura de feixe de meia potência é de aproximadamente 80° .

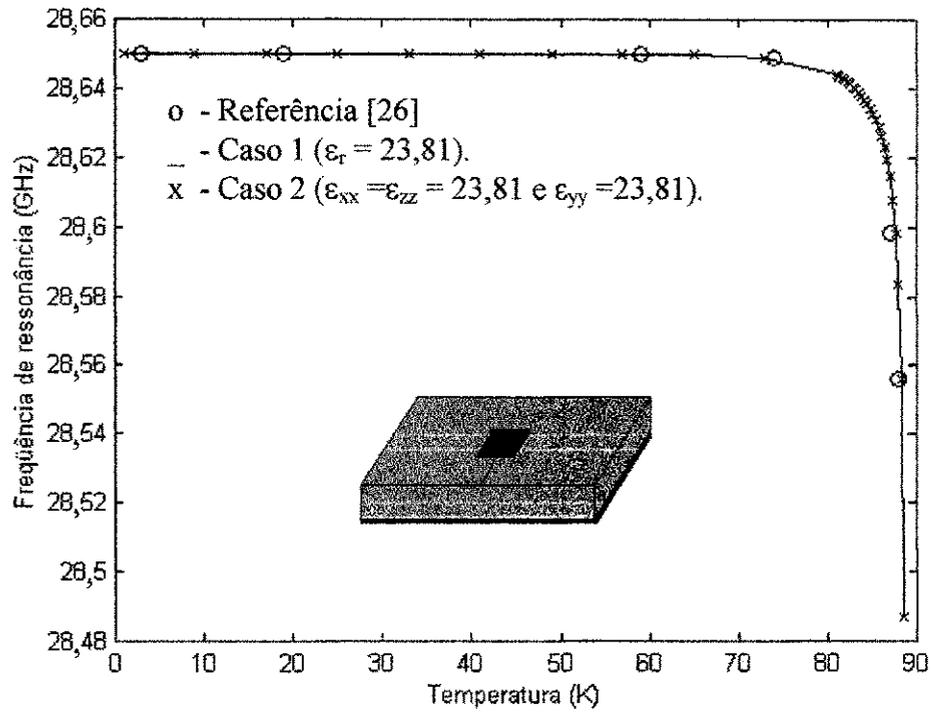


Figura 6.2 – Comportamento da frequência de ressonância em função da temperatura de operação da antena de microfita. *Patch* de filme supercondutor: $T_c = 89$ K,

$\sigma_{nc} = 10^6$ S/m, $\lambda_L(0) = 140$ nm, $W = 1630$ μ m, $L = 935$ μ m, $t_{sc} = 350$ nm e $T_{op} = 50$ K.

Substrato dielétrico isotrópico: $\epsilon_{r1} = 23,81$ e $d = 254$ μ m.

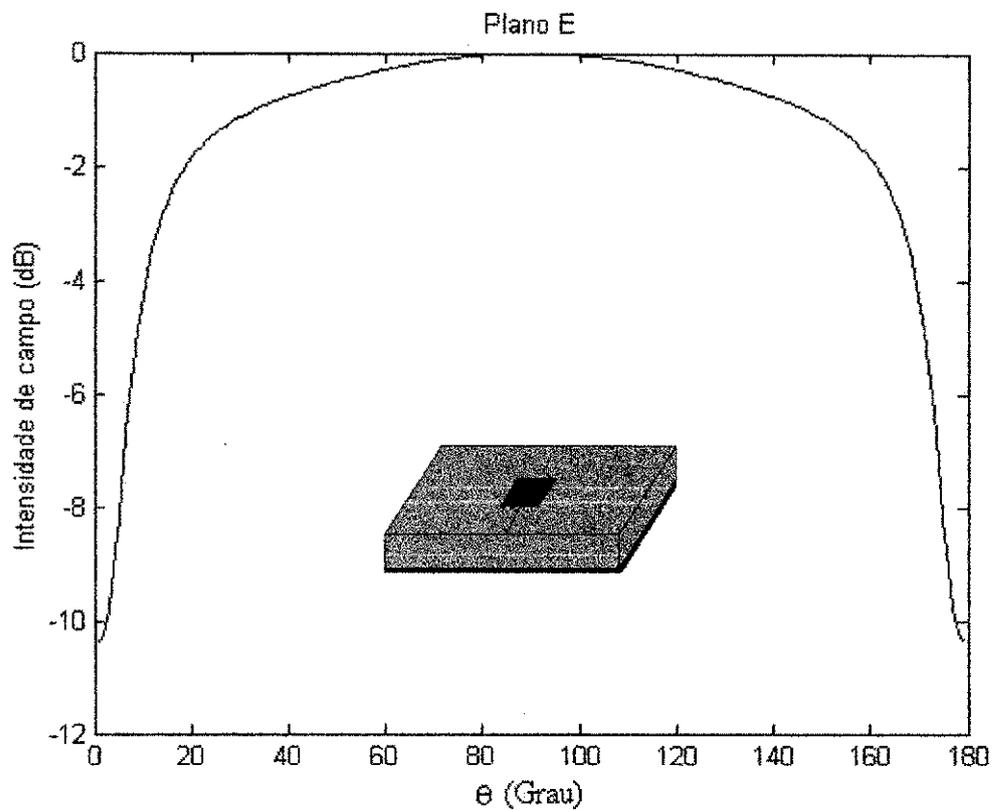


Figura 6.3 - Diagrama da intensidade de campo elétrico no plano E de uma antena de microfita com *patch* de filme supercondutor. *Patch* de filme supercondutor: $T_c = 89$ K, $\sigma_{nc} = 10^6$ S/m, $\lambda_L(0) = 140$ nm, $W = 1630$ μ m, $L = 935$ μ m, $t_{sc} = 350$ nm e $T_{op} = 50$ K. Substrato dielétrico isotrópico: $\epsilon_{r1} = 23,81$ e $d = 254$ μ m.

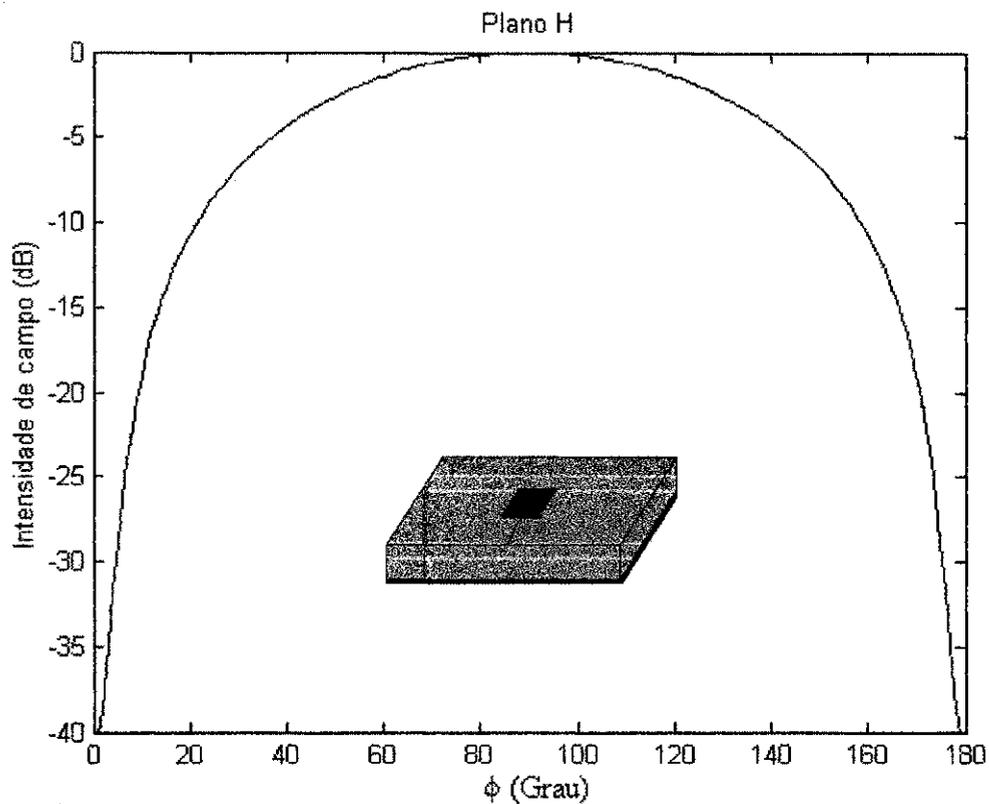


Figura 6.4 - Diagrama da intensidade de campo magnético no plano H de uma antena de microfita com *patch* de filme supercondutor. *Patch* de filme supercondutor: $T_c = 89$ K, $\sigma_{nc} = 10^6$ S/m, $\lambda_L(0) = 140$ nm, $W = 1630$ μm , $L = 935$ μm e $t_{sc} = 350$ nm e $T_{op} = 50$ K. Substrato dielétrico isotrópico: $\epsilon_{r1} = 23,81$ e $d = 254$ μm .

A Figura 6.5 mostra o comportamento do fator de qualidade, definido pela Equação (3.75), para variação da temperatura de operação. Verifica-se que o fator de qualidade é, praticamente, constante até valores 40 K. Para valores maiores observa-se que existe um crescimento neste parâmetro. Um fato relevante é que, mesmo com o aumento do fator de qualidade na região acima de 60 K, não é conveniente utilizar a temperatura de operação próxima à temperatura crítica do material devido à instabilidade gerada no estado de supercondutância.

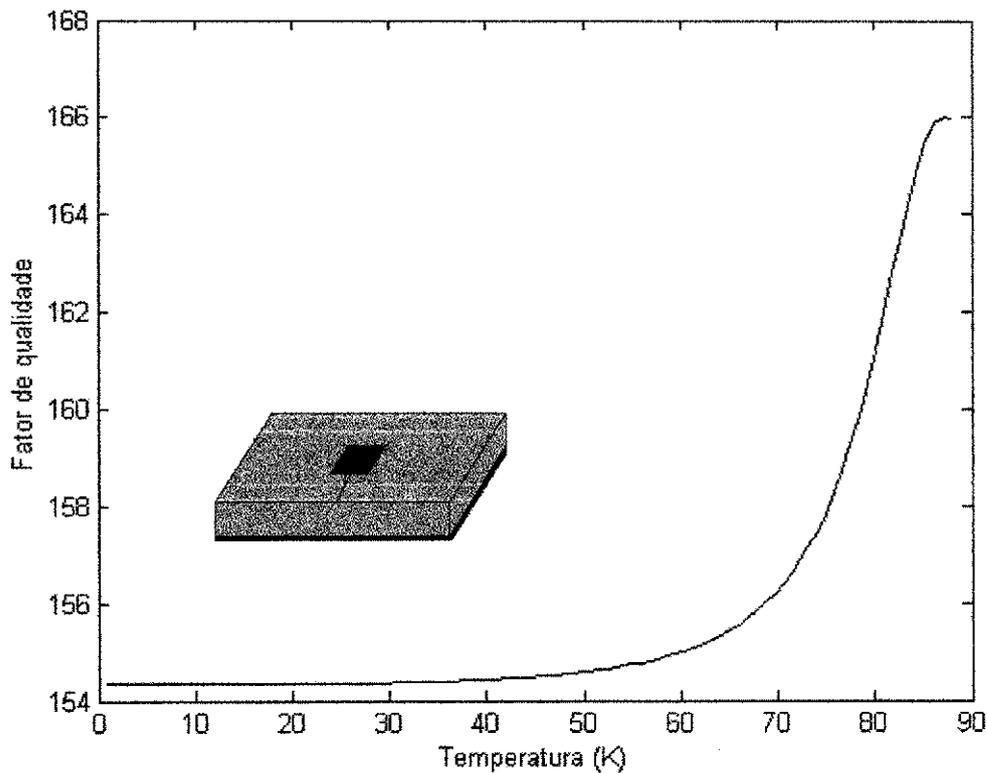


Figura 6.5 - Comportamento do fator de qualidade em função da temperatura de operação. *Patch* de filme supercondutor: $T_c = 89$ K, $\sigma_{nc} = 10^6$ S/m, $\lambda_L(0) = 140$ nm, $W = 1630$ μ m, $L = 935$ μ m, $t_{sc} = 350$ nm e $T_{op} = 50$ K.
Substrato dielétrico isotrópico: $\epsilon_{r1} = 23,81$ e $d = 254$ μ m.

Do mesmo modo, a largura de faixa (Figura 6.6), definida pela Equação (3.74), tem seu comportamento também intrinsecamente ligado ao fator de qualidade Q , e, como consequência, à temperatura. Assim, para valores até próximos a 40 K o comportamento da largura de faixa se apresenta também praticamente constante. Entretanto, para valores maiores, observa-se uma redução, embora muito pequena.

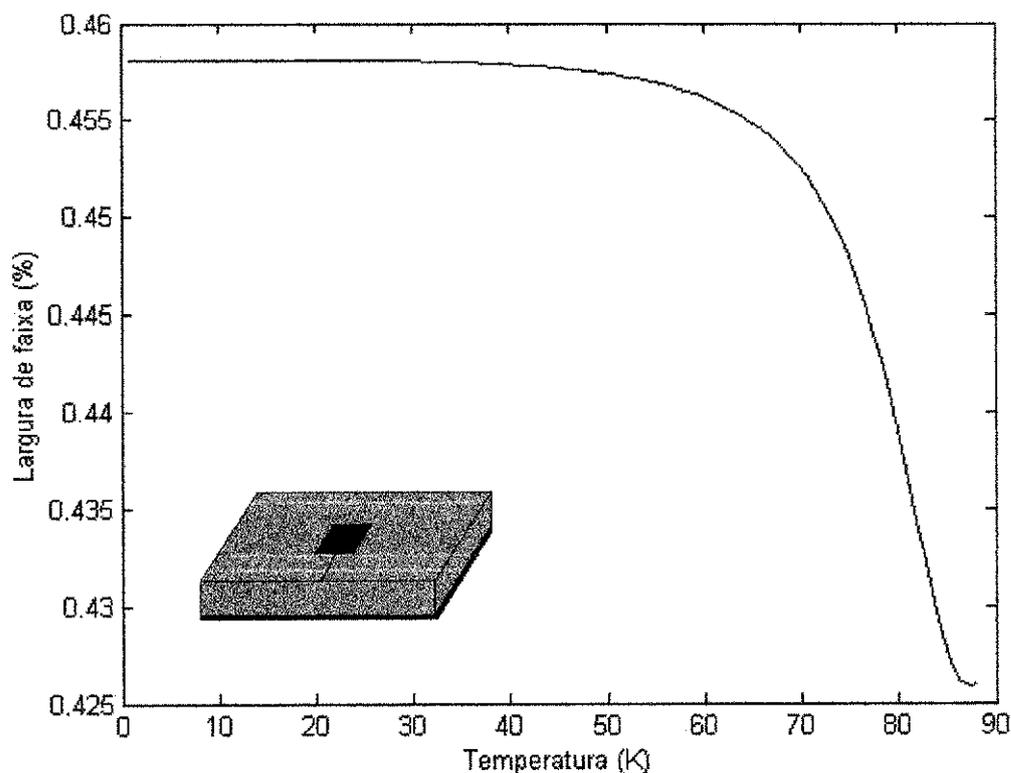


Figura 6.6 - Comportamento da largura de faixa em função da temperatura de operação.

Patch de filme supercondutor: $T_c = 89$ K, $\sigma_{nc} = 10^6$ S/m, $\lambda_L(0) = 140$ nm, $W = 1630$ μ m, $L = 935$ μ m, $t_{sc} = 350$ nm e $T_{op} = 50$ K. Substrato dielétrico isotrópico: $\epsilon_{r1} = 23,81$ e $d = 254$ μ m.

6.1.2 - Arranjo linear de antenas de microfita

O arranjo linear de antenas de microfita analisado a seguir é mostrado na Figura 6.7. Para esse caso particular, considerou-se o arranjo com 12 elementos. O espaçamento utilizado entre os elementos é de $\lambda_0/4$. O filme supercondutor tem as seguintes características: Temperatura crítica igual a 89 K, constante de penetração de London mínima igual a 140 nm, condutância inicial de 10^6 S/m e possui espessura de 350 nm. O substrato dielétrico tem espessura de 254 μm e constante dielétrica relativa de 23,81.

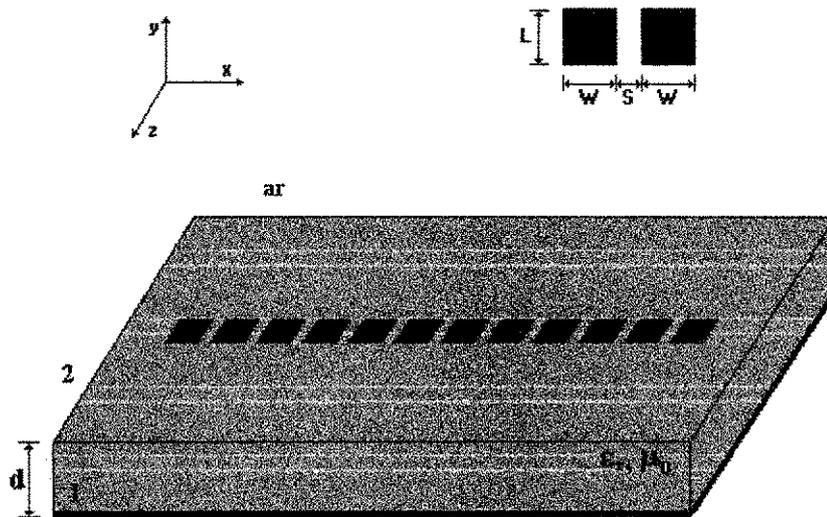


Figura 6.7 – Arranjo linear de antenas de microfita.

A Figura 6.8 mostra o diagrama da intensidade de campo elétrico no plano E de um arranjo linear para uma antena de microfita com *patch* de filme supercondutor. Este arranjo é composto de 12 elementos dispostos linearmente. São considerados dois espaçamentos distintos: $\lambda_0/8$ e $\lambda_0/4$. Observa-se que o arranjo apresenta-se mais diretivo quando o espaçamento entre os elementos é de $\lambda_0/4$. Verifica-se ainda que o aumento do espaçamento entre os elementos causa, na intensidade de campo elétrico no plano E, o surgimento de novos lóbulos e conseqüentemente um estreitamento do lóbulo principal. As variações devido ao espaçamento mostram a sensibilidade do arranjo a estas dimensões.

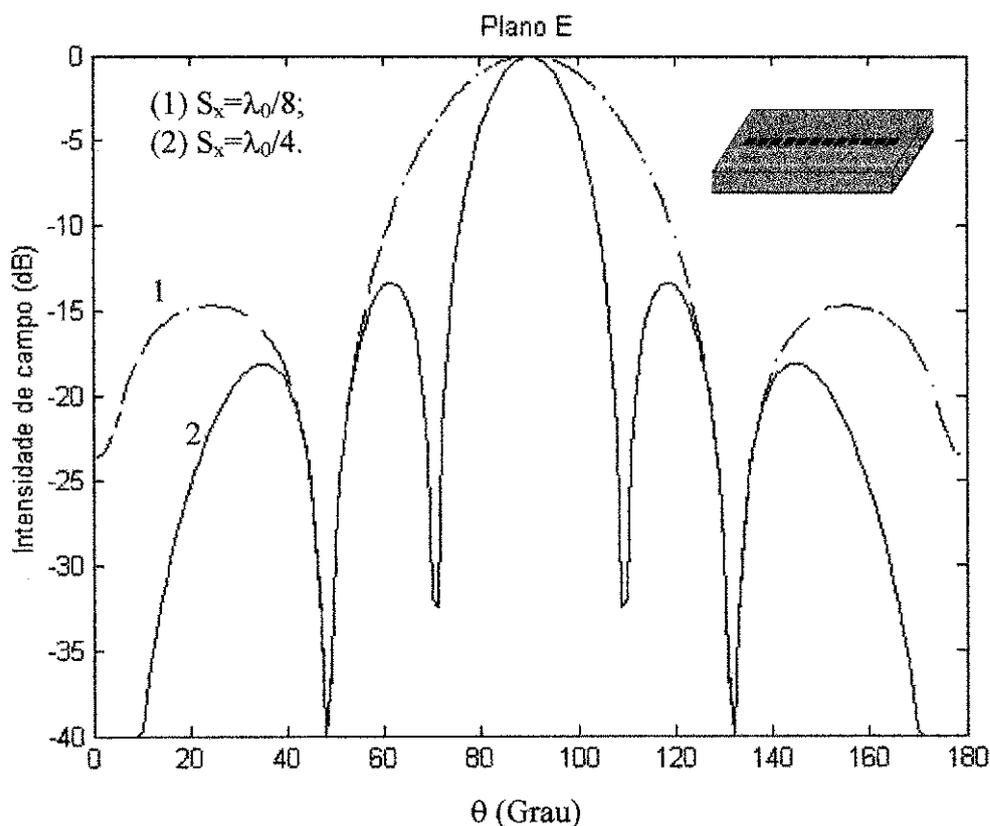


Figura 6.8 - Diagrama da intensidade de campo elétrico no plano E de um arranjo linear de antenas de microfita com *patch* de filme supercondutor com 12 elementos e frequência de ressonância de 28,65 GHz. *Patch* de filme supercondutor: $T_c = 89$ K, $\sigma_{nc} = 10^6$ S/m, $\lambda_L(0) = 140$ nm, $W = 1630$ μ m, $L = 935$ μ m, $t_{sc} = 350$ nm e $T_{op} = 50$ K. Substrato dielétrico isotrópico: $\epsilon_{r1} = 23,81$ e $d = 254$ μ m.

A intensidade de campo magnético no plano H de um arranjo linear com 12 elementos é mostrada na Figura 6.9. A alteração apresentada pela intensidade de campo elétrico, Figura 6.8, pode ser novamente observada para a intensidade de campo magnético da estrutura. Entretanto, os lóbulos secundários são menos intensos dos que os observados no plano E.

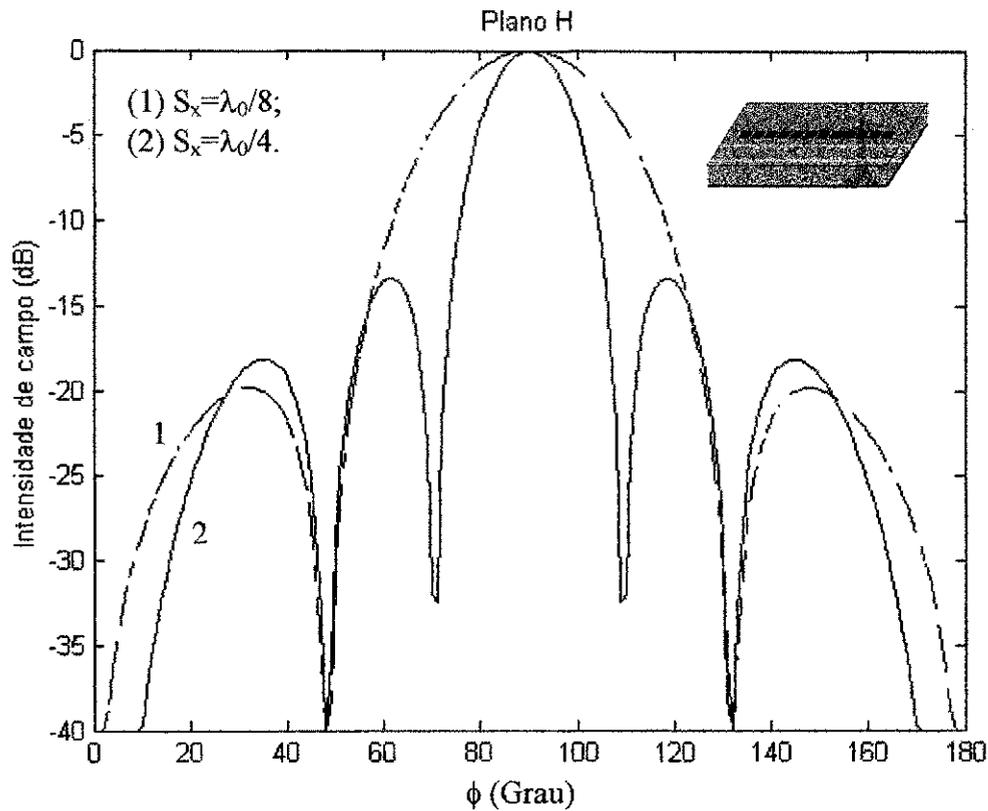


Figura 6.9 - Diagrama da intensidade de campo magnético no plano H de um arranjo linear de antenas de microfita com *patch* de filme supercondutor com 12 elementos e frequência de ressonância de 28,65 GHz. *Patch* de filme supercondutor: $T_c = 89$ K, $\sigma_{sc} = 10^6$ S/m, $\lambda_L(0) = 140$ nm, $W = 1630$ μ m, $L = 935$ μ m, $t_{sc} = 350$ nm e $T_{op} = 50$ K. Substrato dielétrico isotrópico: $\epsilon_{r1} = 23,81$ e $d = 254$ μ m.

6.1.3 - Arranjo planar de antenas de microfita

O arranjo planar de antenas de microfita é mostrado na Figura 6.10. Para sua análise foi considerado um espaçamento entre seus elementos de $\lambda_0/2$, para ambas as direções. O arranjo contém 16 (4x4) elementos. O filme supercondutor tem as seguintes características: Temperatura crítica igual a 89 K, constante de penetração de London mínima igual a 140 nm, condutância inicial de 10^6 S/m e possui espessura de 350 nm. O substrato dielétrico tem espessura de 254 μ m e constante dielétrica relativa de 23,81.

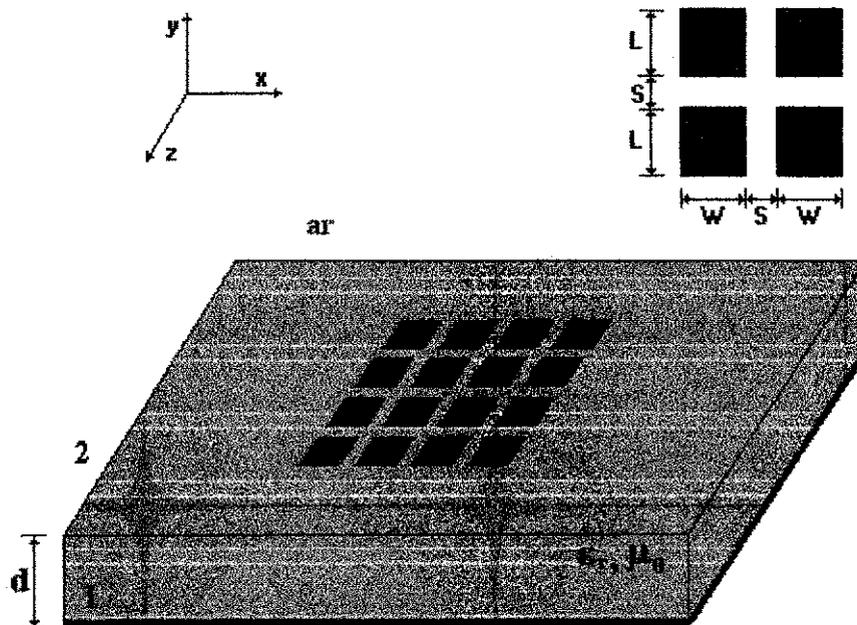


Figura 6.10 – Arranjo planar de antenas de microfita.

A Figura 6.11 mostra o diagrama da intensidade de campo no plano E de um arranjo planar de 16 (4x4) elementos para dois tipos de espaçamento $\lambda_0/2$ e λ_0 . Observa-se um comportamento semelhante ao verificado para variações de espaçamento no arranjo linear. O acréscimo no valor do espaçamento gerou, para ambos os casos, um aumento na intensidade de campo para os lóbulos secundários. A relação de intensidade de campo entre os lóbulos principal e secundários foi reduzida de forma expressiva de 12 dB para 3 dB.

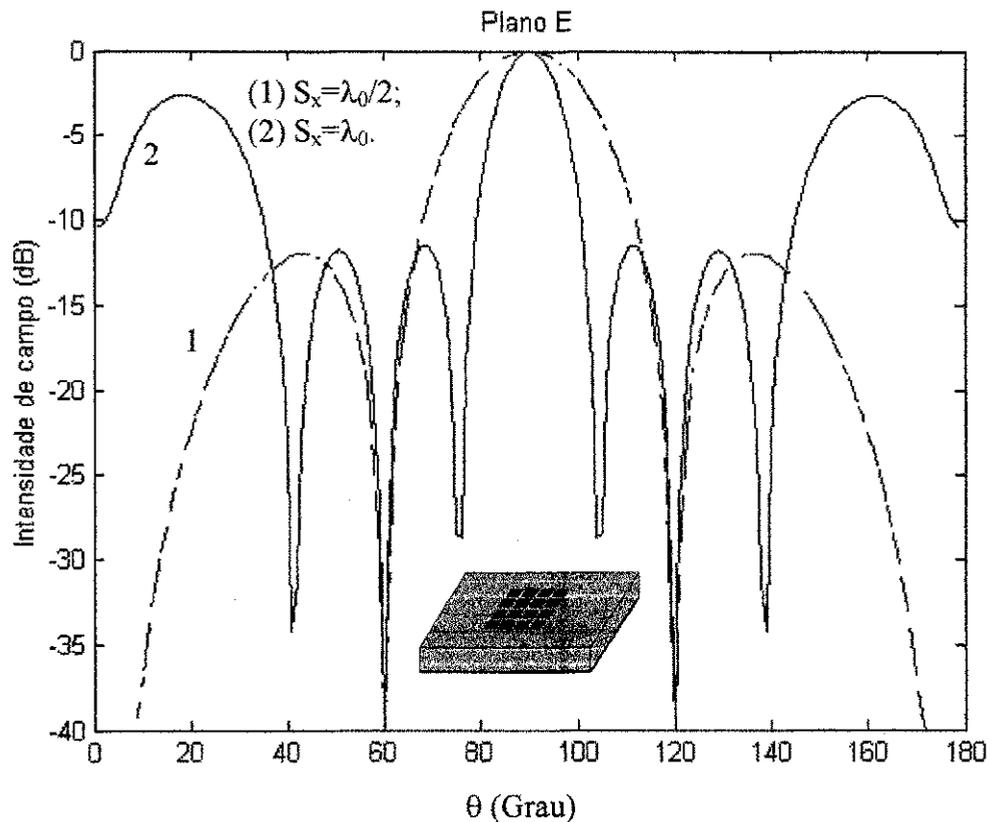


Figura 6.11 - Diagrama da intensidade de campo elétrico no plano E de um arranjo planar de antenas de microfita com *patch* de filme supercondutor com 16 (4x4) elementos e frequência de ressonância de 28,65 GHz. *Patch* de filme supercondutor: $T_c = 89$ K, $\sigma_{nc} = 10^6$ S/m, $\lambda_L(0) = 140$ nm, $W = 1630$ μ m, $L = 935$ μ m, $t_{sc} = 350$ nm e $T_{op} = 50$ K. Substrato dielétrico isotrópico: $\epsilon_{r1} = 23,81$ e $d = 254$ μ m.

A Figura 6.12 apresenta o diagrama da intensidade de campo magnético no plano H de um arranjo planar de 16 (4x4) elementos. Observa-se que também houve uma distribuição da intensidade de campo magnético o que ocasionou um aumento no número de lóbulos laterais. Uma redução na relação da intensidade de campo entre o lóbulo principal e os lóbulos secundários, de 15 dB para 10 dB, é menor do que o observado no plano E do arranjo.

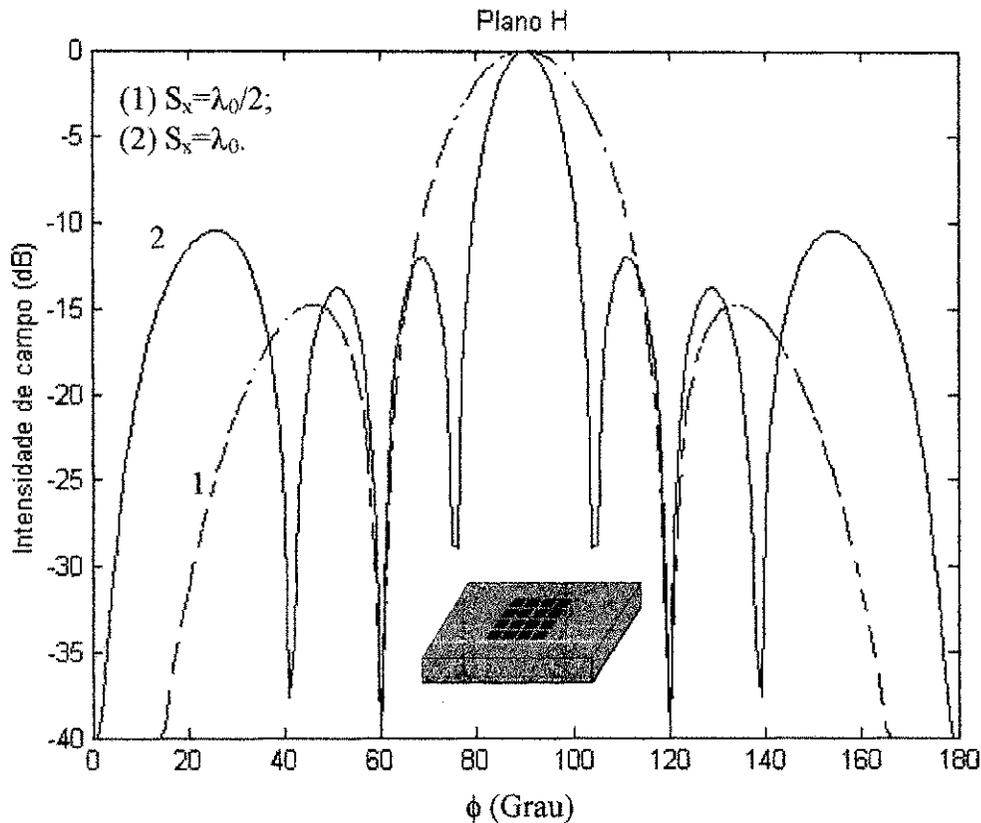


Figura 6.12 - Diagrama da intensidade de campo magnético no plano H de um arranjo planar de antenas de microfita com *patch* de filme supercondutor com 16 (4x4) elementos e frequência de ressonância de 28,65 GHz. *Patch* de filme supercondutor: $T_c = 89$ K, $\sigma_{nc} = 10^6$ S/m, $\lambda_L(0) = 140$ nm, $W = 1630$ μm , $L = 935$ μm , $t_{sc} = 350$ nm e $T_{op} = 50$ K. Substrato dielétrico isotrópico: $\epsilon_{r1} = 23,81$ e $d = 254$ μm .

A Figura 6.13 mostra o diagrama da intensidade de campo eletromagnético tridimensional de um arranjo planar de 25 (5x5) elementos. Como pode ser observado, ele encontra-se normalizado pela intensidade máxima de campo. O arranjo apresenta uma grande diretividade. Entretanto, também apresenta lobos secundários de intensidade variada.

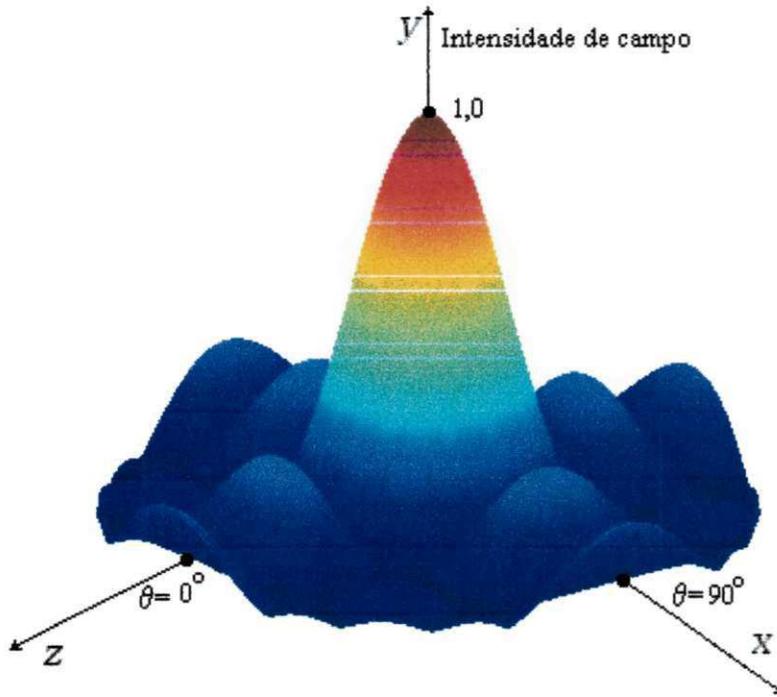


Figura 6.13 - Diagrama de radiação tridimensional de um arranjo planar de antenas de microfita com *patch* de filme supercondutor com 25 (5x5) elementos e frequência de ressonância de 28,65 GHz. *Patch* de filme supercondutor: $T_c = 89$ K, $\sigma_{nc} = 10^6$ S/m, $\lambda_L(0) = 140$ nm, $W = 1630$ μm , $L = 935$ μm , $t_{sc} = 350$ nm e $T_{op} = 50$ K. Substrato dielétrico: $\epsilon_{r1} = 23,81$ e $d = 254$ μm .

6.2 - Antenas de microfita com *patch* de filme supercondutor sobre substrato anisotrópico

A estrutura da antena utilizada para a análise do efeito da anisotropia dielétrica uniaxial pode ser vista na Figura 6.1. Na Figura 6.14 observa-se o comportamento da frequência de ressonância de duas antenas de microfita sendo uma com *patch* metálico e a outra com filme supercondutor, em função da razão de anisotropia. A antena composta de filme supercondutor tem sua temperatura de operação fixada em 50 K. O filme supercondutor tem as seguintes características: Temperatura crítica igual a 89 K, constante de penetração de London mínima igual a 140 nm, condutância inicial de 10^6 S/m e possui espessura de 350 nm. O substrato dielétrico tem espessura de 254 μ m. A antena com *patch* metálico tem as mesmas dimensões físicas da antena supercondutora.

As simulações de ambas as antenas seguiram as mesmas variações de anisotropia dielétrica. Observa-se que os comportamentos são semelhantes para os dois tipos de antena. O ponto de cruzamento entre as duas curvas sugere uma maior sensibilidade por parte da antena com filme supercondutor. Nota-se que, quando a razão de anisotropia positiva cresce, a antena de filme supercondutor acaba tendo resposta de frequência menor que a da antena com *patch* metálico. Entretanto, para uma razão de anisotropia negativa, observa-se uma situação inversa.

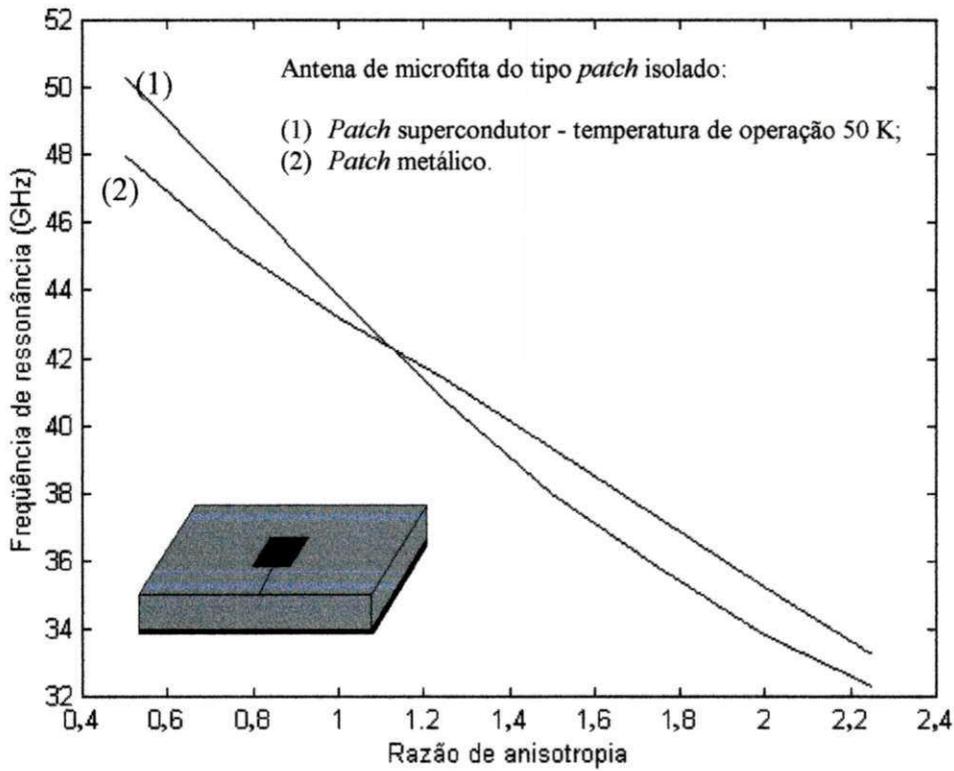


Figura 6.14 – Comportamento da frequência de ressonância em função da razão de anisotropia do material do substrato para antena de microfita com patch (1) de filme supercondutor e (2) metálico. *Patch* de filme supercondutor: $T_c = 89$ K, $\sigma_{nc} = 10^6$ S/m,

$\lambda_L(0) = 140$ nm, $W = 1630$ μ m, $L = 935$ μ m, $t_{sc} = 350$ nm e $T_{op} = 50$ K. Razão de

$$\text{anisotropia igual a } n_{yy} / n_{xx} = \sqrt{\epsilon_{yy} / \epsilon_{xx}}.$$

A Figura 6.15 mostra a influência do valor da constante dielétrica do substrato na frequência de ressonância da antena. A simulação foi feita para três substratos dielétricos anisotrópicos diferentes e um substrato isotrópico. Verifica-se que, para valores altos de constante dielétrica, e mesmas dimensões físicas, os valores da frequência de ressonância da antena decaem com o aumento do valor da permissividade do substrato. Observa-se, também, que para todos os casos existe uma redução no valor da frequência de ressonância na região próxima à temperatura crítica.

A Tabela 6.1 apresenta os valores das constantes dielétricas relativas para os materiais anisotrópicos uniaxiais considerados nesta análise.

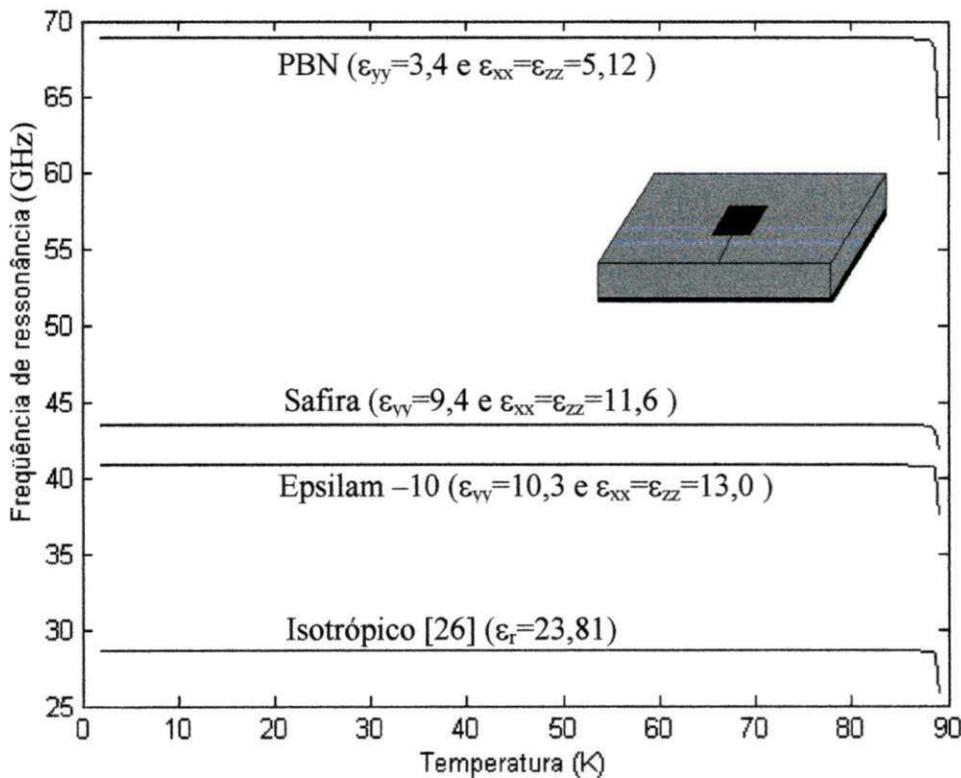


Figura 6.15 – Comportamento da frequência de ressonância em função da temperatura de operação para antena de microfita com *patch* de filme supercondutor. Substratos dielétricos: PBN, Safira, Epsilam-10 e isotrópico [26]. *Patch* de filme supercondutor: $T_c = 89$ K, $\sigma_{nc} = 10^6$ S/m, $\lambda_L(0) = 140$ nm, $W = 1630$ μ m, $L = 935$ μ m, $t_{sc} = 350$ nm e $T_{op} = 50$ K. Substrato dielétrico: $d = 254$ μ m.

Tabela 6.1: Constantes dielétricas relativas para materiais anisotrópicos uniaxiais.

Material	$\epsilon_{yy}^{(1)}$	$\epsilon_{xx} = \epsilon_{zz}$
Epsilam-10	10,3	13,0
PBN	3,4	5,12
Safira	9,4	11,6

(1) O eixo óptico está na direção y.

6.3 - Antena de microfita com *patch* de filme supercondutor suspenso

A Figura 6.16 mostra uma antena de microfita suspensa com *patch* isolado. Nessa análise a estrutura é composta por um *patch* de filme supercondutor sobre dois substratos dielétricos e um plano de terra. O substrato dielétrico 1 é o ar. O substrato dielétrico 2 tem permissividade relativa de 23,81 e altura $d_2=0,254 \mu\text{m}$. O filme supercondutor tem as seguintes características: Temperatura crítica igual a 89 K, constante de penetração de London mínima igual a 140 nm, condutância inicial de 10^6 S/m e possui espessura de 350 nm.

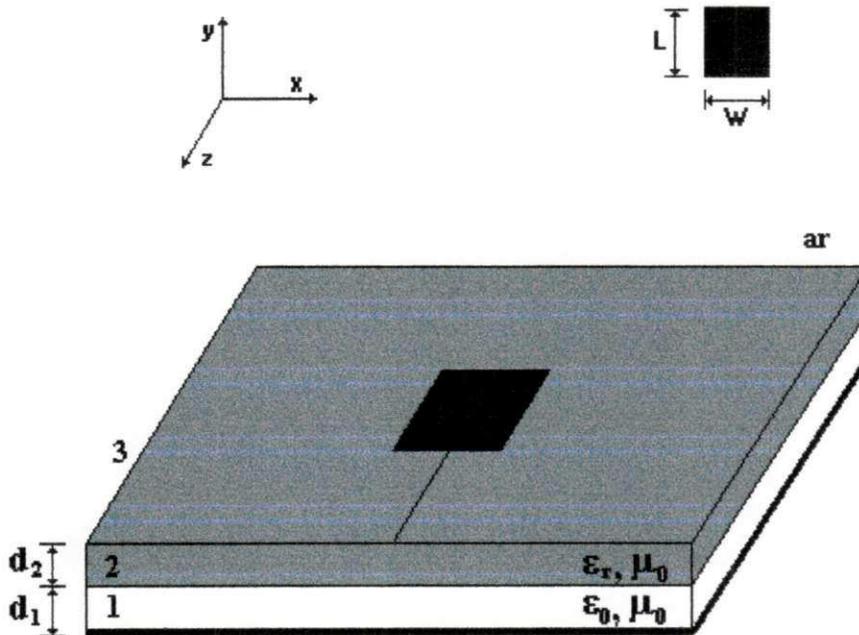


Figura 6.16 – Antena de microfita suspensa com *patch* isolado.

A Figura 6.17 apresenta o comportamento da intensidade campo elétrico no plano E da antena de microfita suspensa com *patch* isolado de filme supercondutor para diferentes valores de d_1 . Um aumento na altura d_1 acarreta em uma redução da diretividade da antena, ou seja, ocorre espalhamento do campo elétrico em direções diferentes da direção do eixo principal da antena.

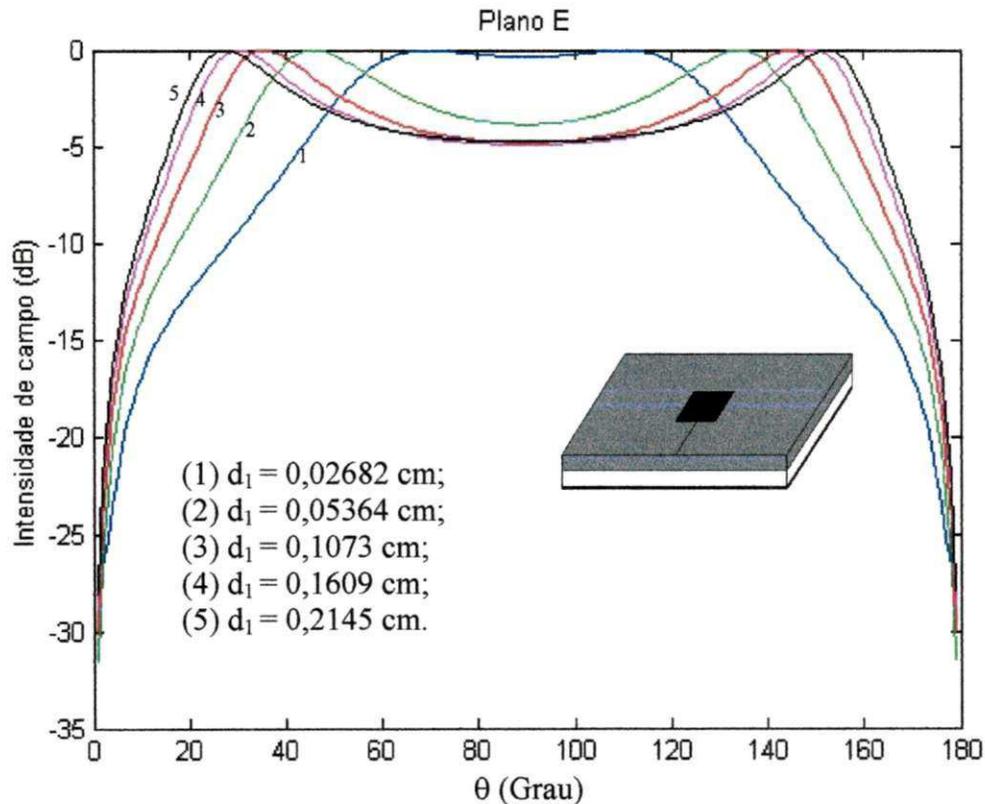


Figura 6.17 - Diagrama da intensidade de campo elétrico no plano E para antena de microfita suspensa com filme supercondutor. *Patch* de filme supercondutor: $T_c = 89$ K, $\sigma_{nc} = 10^6$ S/m, $\lambda_L(0) = 140$ nm, $W = 1630$ μm , $L = 935$ μm , $t_{sc} = 350$ nm e $T_{op} = 50$ K.

Substrato dielétrico isotrópico: $\epsilon_{r2} = 23,81$ e $d_2 = 254$ μm .

Para o plano H da estrutura, Figura 6.18, também é mostrada a intensidade de campo magnético para valores distintos da altura d_1 . Observa-se que com aumento da altura d_1 a intensidade de campo magnético no plano H tende a uma distribuição fixa.

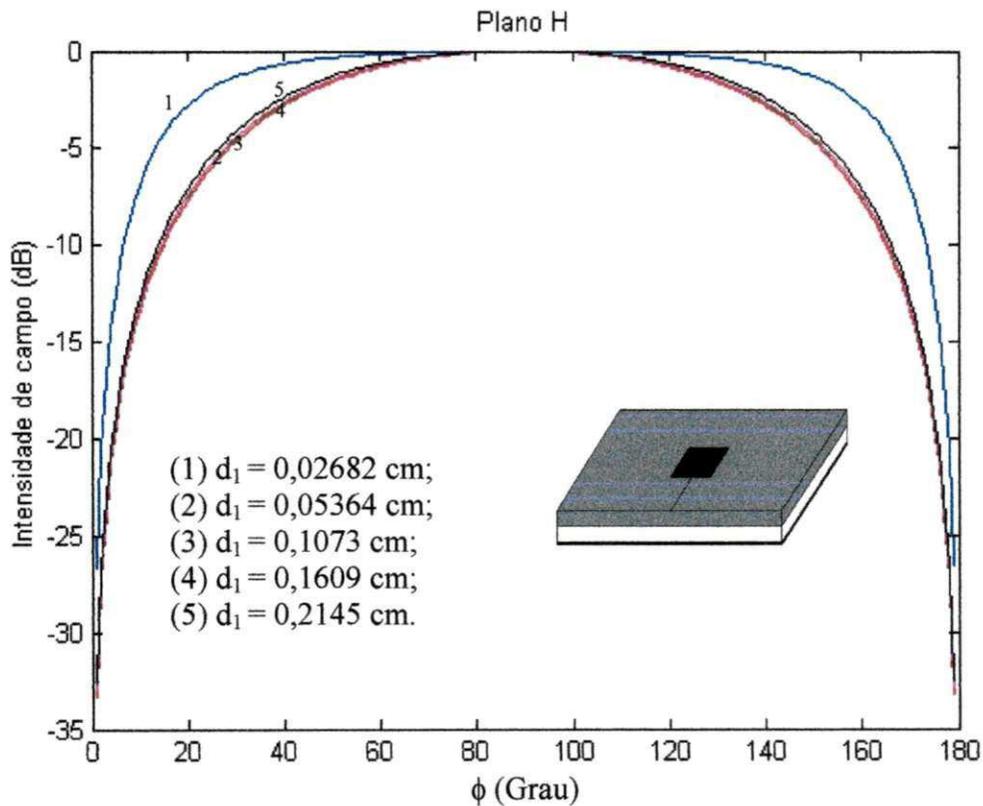


Figura 6.18 - Diagrama da intensidade de campo magnético no plano H para antena de microfita suspensa com filme supercondutor. Patch de filme supercondutor: $T_c = 89$ K, $\sigma_{nc} = 10^6$ S/m, $\lambda_L(0) = 140$ nm, $W = 1630$ μ m, $L = 935$ μ m, $t_{sc} = 350$ nm e $T_{op} = 50$ K. Substrato dielétrico isotrópico: $\epsilon_{r2} = 23,81$ e $d_2 = 254$ μ m.

6.4 - Arranjo circular de antenas de microfita com *patch* de filme supercondutor suspenso

A Figura 6.19 mostra um arranjo circular de antenas de microfita suspensas. Os *patch* são dispostos de forma circular sobre dois substratos dielétricos, sendo um deles o ar. O substrato dielétrico isotrópico 2 tem permissividade relativa $\epsilon_r=23,81$ e altura $d_2=0,254 \mu\text{m}$. O filme supercondutor tem as seguintes características: Temperatura crítica igual a 89 K, constante de penetração de London mínima igual a 140 nm, condutância inicial de 10^6 S/m e possui espessura de 350 nm. A temperatura de operação 50 K.

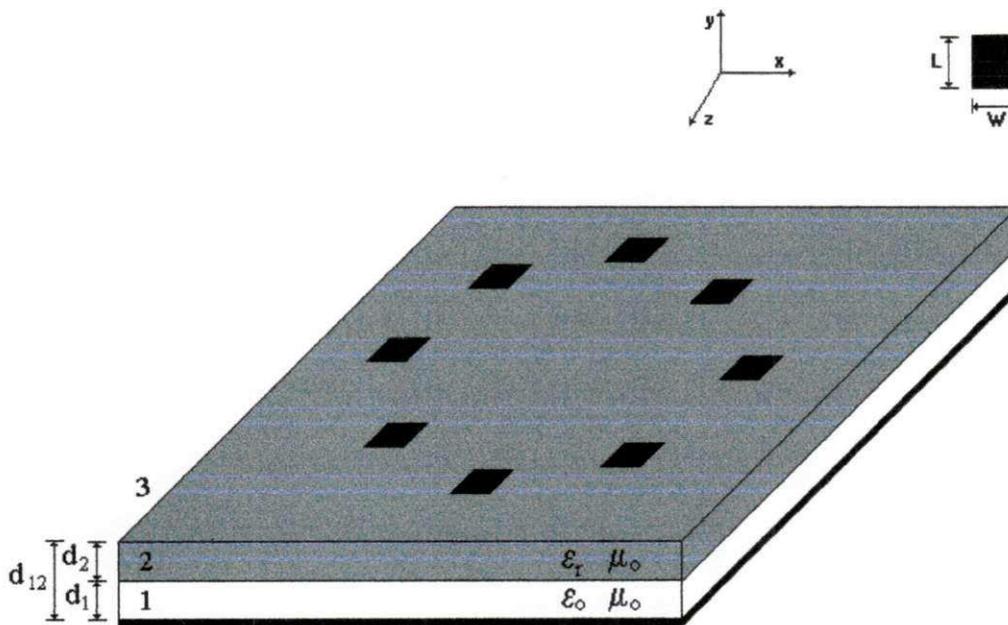


Figura 6.19 – Arranjo circular de antenas de microfita suspensas.

A Figura 6.20 apresenta o comportamento da intensidade de campo elétrico no plano E de um arranjo circular de antenas de microfita suspensas com 8 elementos. Na simulação, a altura da camada de ar, d_1 , é aumentada acarretando um crescimento da intensidade de campo elétrico dos lóbulos secundários. Entretanto, observa-se que o lóbulo principal não é afetado.

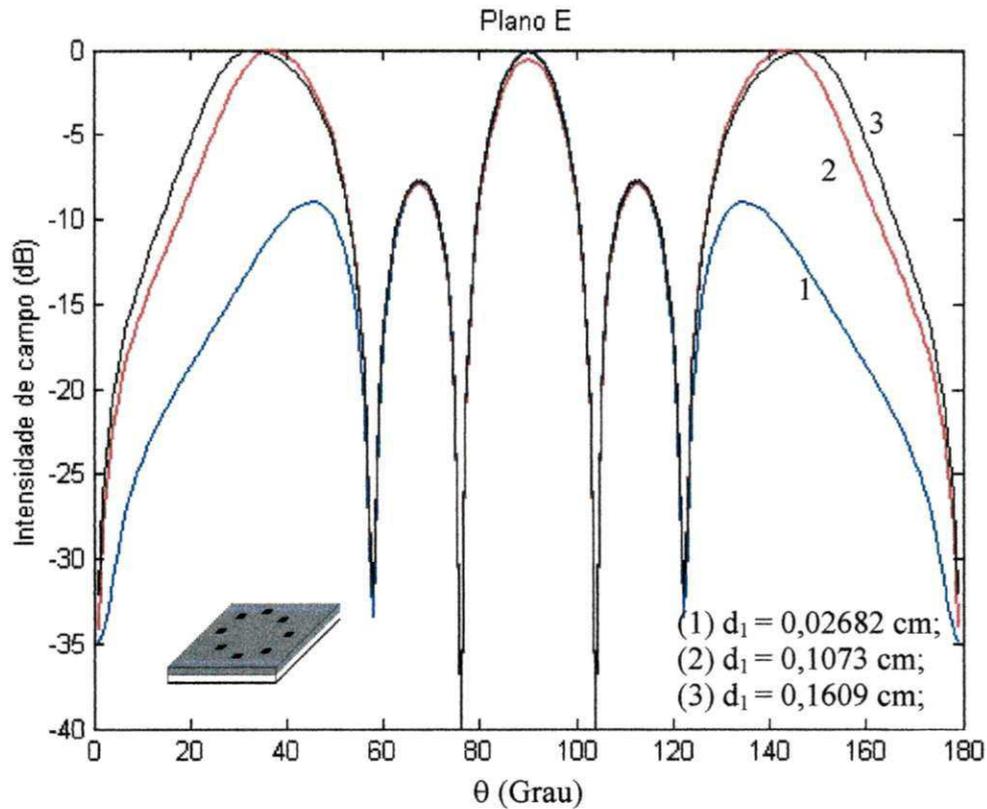


Figura 6.20 - Diagrama da intensidade de campo elétrico no plano E para um arranjo circular de antenas de microfita suspensas com filmes supercondutores. Patch de filme supercondutor: $T_c = 89$ K, $\sigma_{nc} = 10^6$ S/m, $\lambda_L(0) = 140$ nm, $W = 1630$ μ m, $L = 935$ μ m, $t_{sc} = 350$ nm e $T_{op} = 50$ K. Substrato dielétrico isotrópico: $\epsilon_{r2} = 23,81$ e $d_2 = 254$ μ m.

No plano H, Figura 6.21, verifica-se que, para o menor valor de d_1 considerado, a intensidade de campo magnético no lóbulo principal, e em alguns lóbulos secundários, tem um valor menor do que para os outros valores de alturas d_1 consideradas.

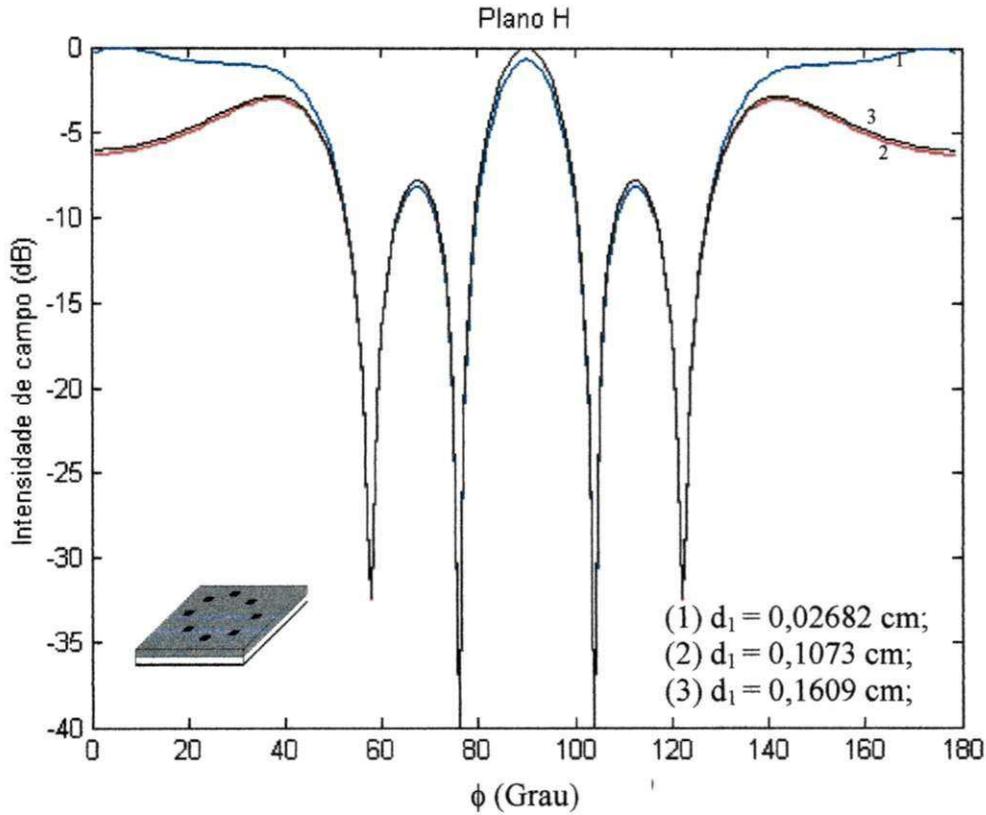


Figura 6.21 - Diagrama da intensidade de campo magnético no plano H para um arranjo circular de antenas de microfita suspensas com filmes supercondutores. *Patch* de filme supercondutor: $T_c = 89$ K, $\sigma_{nc} = 10^6$ S/m, $\lambda_L(0) = 140$ nm, $W = 1630$ μ m, $L = 935$ μ m, $t_{sc} = 350$ nm e $T_{op} = 50$ K. Substrato dielétrico: $\epsilon_{r2} = 23,81$ e $d_2 = 254$ μ m.

A Figura 6.22 apresenta o efeito do número de elementos na intensidade de campo elétrico no plano E do arranjo circular. Observa-se que, à medida em que o número de elementos é aumentado, ocorre também o aumento no número de lóbulos secundários. Entretanto, o lóbulo principal permanece inalterado.

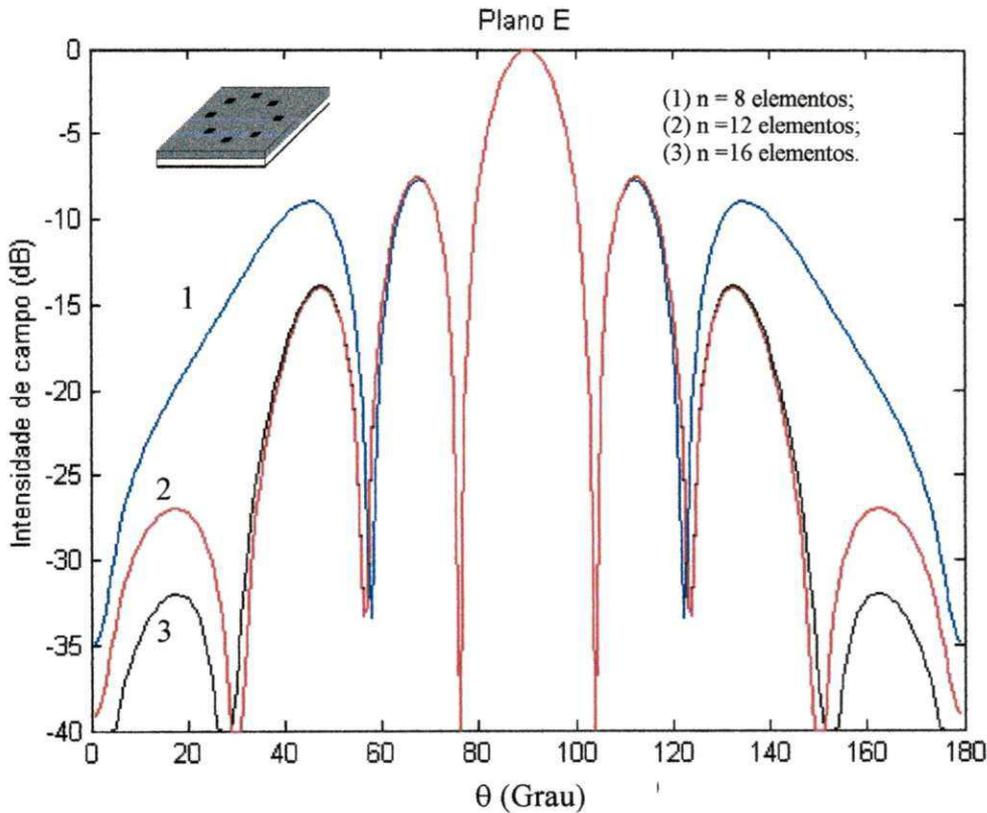


Figura 6.22 - Diagrama da intensidade de campo elétrico no plano E para um arranjo circular de antenas de microfita suspensas com filmes supercondutores.

Patch de filme supercondutor: $T_c = 89$ K, $\sigma_{nc} = 10^6$ S/m, $\lambda_L(0) = 140$ nm, $W = 1630$ μm , $L = 935$ μm , $t_{sc} = 350$ nm e $T_{op} = 50$ K. Substrato dielétrico: $\epsilon_{r2} = 23,81$, $d_1 = 280$ μm e $d_2 = 254$ μm . São considerados (1) n = 8, (2) n = 12 e (3) n = 16 elementos.

Para o plano H, a intensidade de campo magnético apresenta quase o mesmo comportamento verificado pelo plano E, conforme está mostrado na Figura 6.23. Desta forma, chega-se à conclusão que, neste caso, ambos os planos são afetados de forma semelhante, enquanto que, para variações na altura, o efeito observado entre os planos é oposto. No arranjo circular, o raio da circunferência do arranjo é a e k o número de onda.

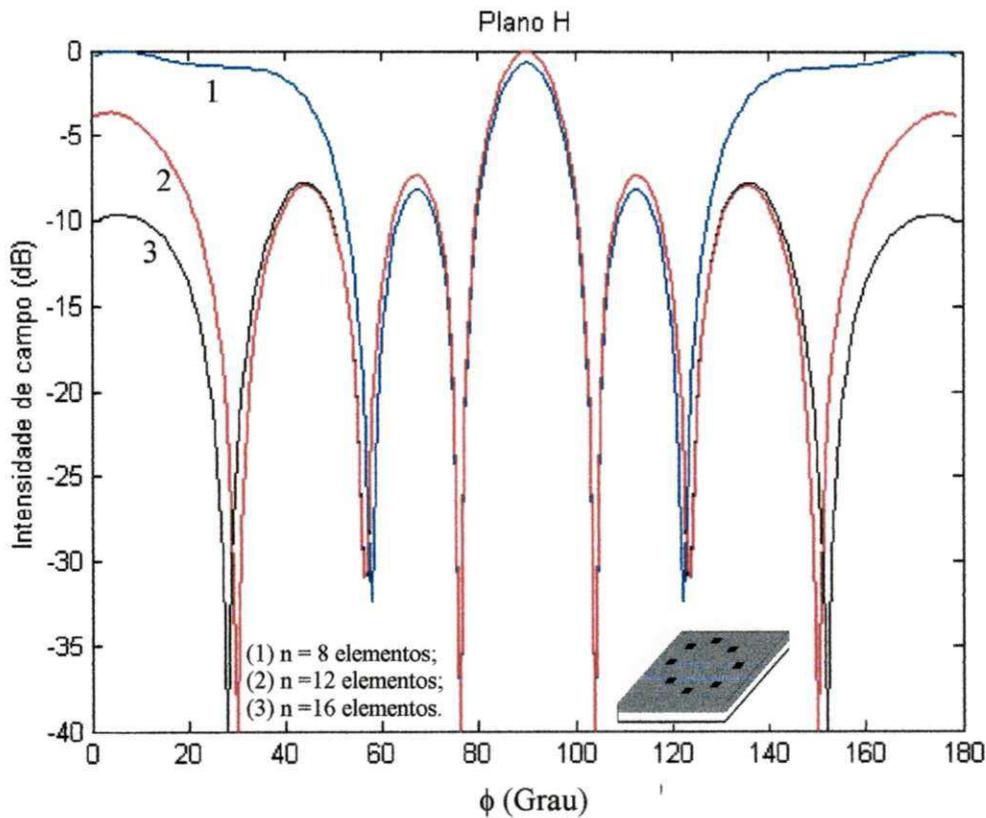


Figura 6.23 - Diagrama da intensidade de campo magnético no plano H para um arranjo circular de antenas de microfita suspensas com filmes supercondutores. Filme supercondutor: $T_c = 89$ K, $\sigma_{nc} = 10^6$ S/m, $\lambda_L(0) = 140$ nm, $t_{sc} = 350$ nm e $T_{op} = 50$ K. Antena: $ka = 10$, $W = 1630$ μ m, $L = 935$ μ m, $\epsilon_r = 23,81$ e $d_2 = 254$ μ m, com: (1) $n = 8$, (2) $n = 12$ e (3) $n = 16$ elementos.

6.5 - Impedância de entrada de uma antena de microfita com *patch* de filme supercondutor

A Figura 6.24 mostra uma antena de microfita com alimentação feita através de ponta de prova. Essa estrutura é composta de um *patch*, um substrato dielétrico, um plano de terra e um conector de alimentação posicionado no ponto P sobre o *patch*.

O *patch* foi inicialmente considerado metálico. Essa análise resultou em valores teóricos que serviram para um comparativo com dados experimentais obtidos na literatura especializada. Com a realização deste procedimento pode-se validar o método adotado e, em seguida realizar a análise da estrutura com o *patch* de material supercondutor.

O filme supercondutor tem as seguintes características: Temperatura crítica igual a 89 K, constante de penetração de London mínima igual a 140 nm, condutância inicial de 10^6 S/m e possui espessura de 350 nm. O substrato dielétrico tem espessura de 254 μm . A temperatura de operação é 50 K.

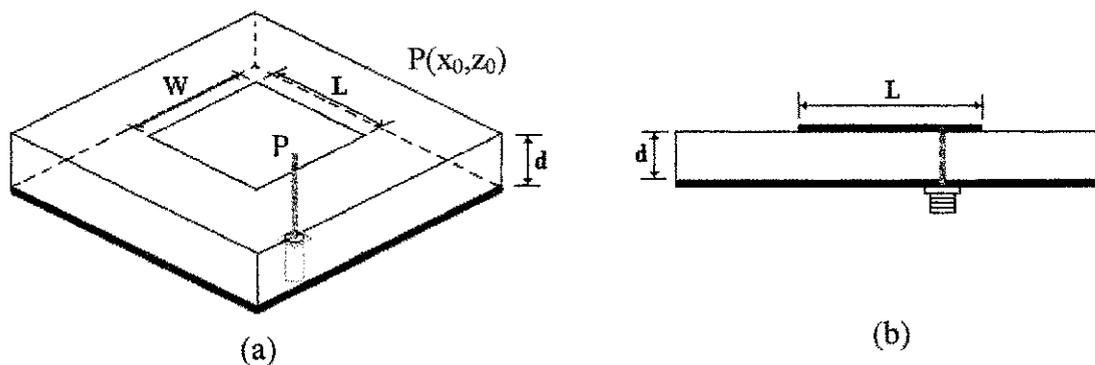


Figura 6.24 – (a) Vista isométrica de uma antena de microfita com alimentação por cabo coaxial e (b) detalhe do conector de alimentação.

A Figura 6.25 mostra um comparativo entre os valores medidos de impedância de entrada e os valores calculados usando métodos aproximados e de onda completa para uma antena de microfita com *patch* metálico. Observa-se que para os casos de resistência e reatância de entrada existe maior concordância com os resultados obtidos pelo modelo de onda completa.

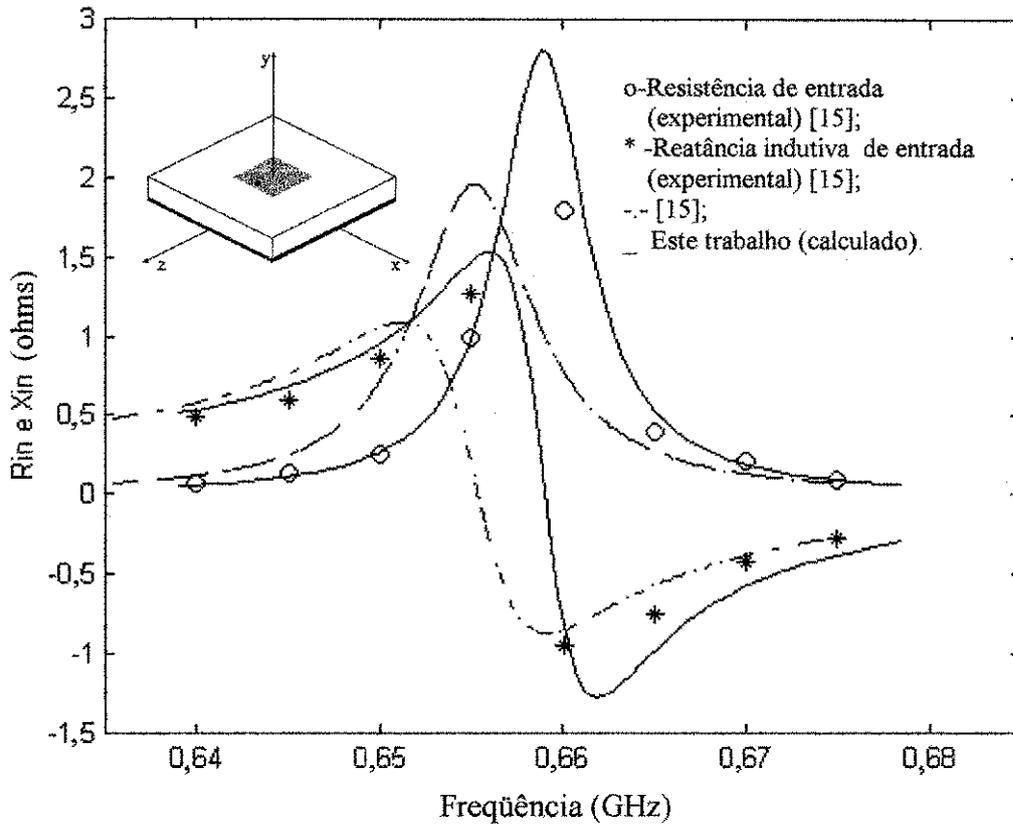


Figura 6.25 – Comportamento da impedância de entrada, em função da frequência de ressonância, para antena de microfita com *patch* metálico. Antena: $W=20,45$ cm, $L=13,97$ cm, $d=0,1588$ cm e $\epsilon_r=2,59$. Ponto de alimentação: $x_0=0,0$ cm e $z_0=0,635$ cm.

As Figuras 6.26 e 6.27 mostram o comportamento em frequência da impedância de entrada (resistência e reatância) para uma variação da temperatura de operação do *patch* supercondutor. As Figuras 6.26 e 6.27 também mostram o efeito da temperatura de operação no comportamento da frequência de ressonância. Como observado anteriormente, o valor da frequência de ressonância não apresenta uma variação perceptível para valores de temperatura de operação menores que 80 K. Em virtude deste fato, a impedância de entrada também se mantém constante, o que sugere uma temperatura de operação deste tipo de filme supercondutor nesta faixa. Para valores maiores de temperatura de operação, tendendo estes a T_c , observa-se um aumento gradual no valor de pico da parte real da impedância de entrada.

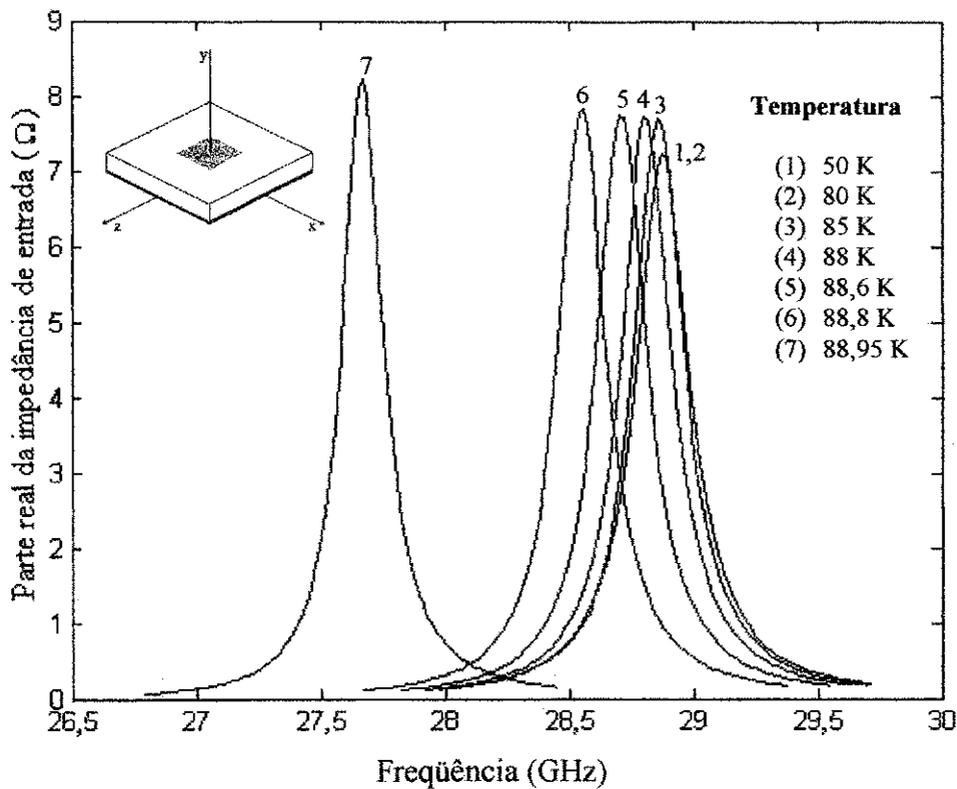


Figura 6.26 – Comportamento da parte real da impedância de entrada em função da frequência, para várias temperaturas de operação da antena de microfita com *patch* supercondutor. Filme supercondutor: $T_c = 89\text{K}$, $\sigma_{nc} = 10^6 \text{ S/m}$, $\lambda_L(0) = 140 \text{ nm}$, $t_{sc} = 350 \text{ nm}$ e $T_{op} = 50 \text{ K}$. Antena: $W = 1630 \text{ }\mu\text{m}$, $L = 935 \text{ }\mu\text{m}$, $d = 254 \text{ }\mu\text{m}$ e $\epsilon_r = 23,81$. Ponto de alimentação: $x_0 = 0,0 \text{ cm}$ e $z_0 = 0,00425 \text{ cm}$.

Na Figura 6.27, observa-se que a parte imaginária da impedância também apresenta um aumento em seu valor de pico na medida em que a temperatura de operação se aproxima do valor da temperatura crítica do material supercondutor.

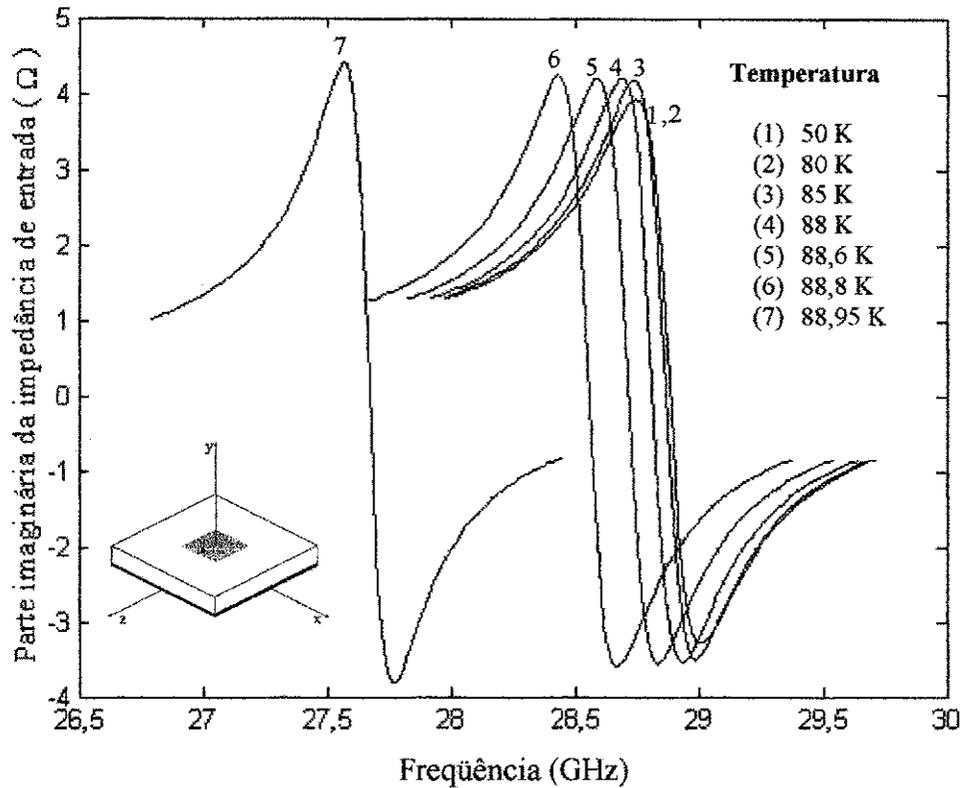


Figura 6.27 – Comportamento da parte imaginária da impedância de entrada em função da frequência, para várias temperaturas de operação da antena de microfita com *patch* supercondutor. Filme supercondutor: $T_c = 89\text{K}$, $\sigma_{nc} = 10^6 \text{ S/m}$, $\lambda_L(0) = 140 \text{ nm}$ e $t_{sc} = 350 \text{ nm}$ e $T_{op} = 50 \text{ K}$. Antena: $W = 1630 \text{ }\mu\text{m}$, $L = 935 \text{ }\mu\text{m}$, $d = 254 \text{ }\mu\text{m}$ e $\epsilon_r = 23.81$. Ponto de alimentação: $x_0 = 0,0 \text{ cm}$ e $z_0 = 0,00425 \text{ cm}$.

A Figura 6.28 apresenta o comportamento da frequência de ressonância em função do número de termos de integração usado quando da aplicação do método de Galerkin. Observa-se que aumentando-se número de termos de integração do método, o valor da frequência de ressonância converge para um determinado valor. Como pode ser observado, para um número de termos maior ou igual a 100 se obtém uma resposta bem adequada.

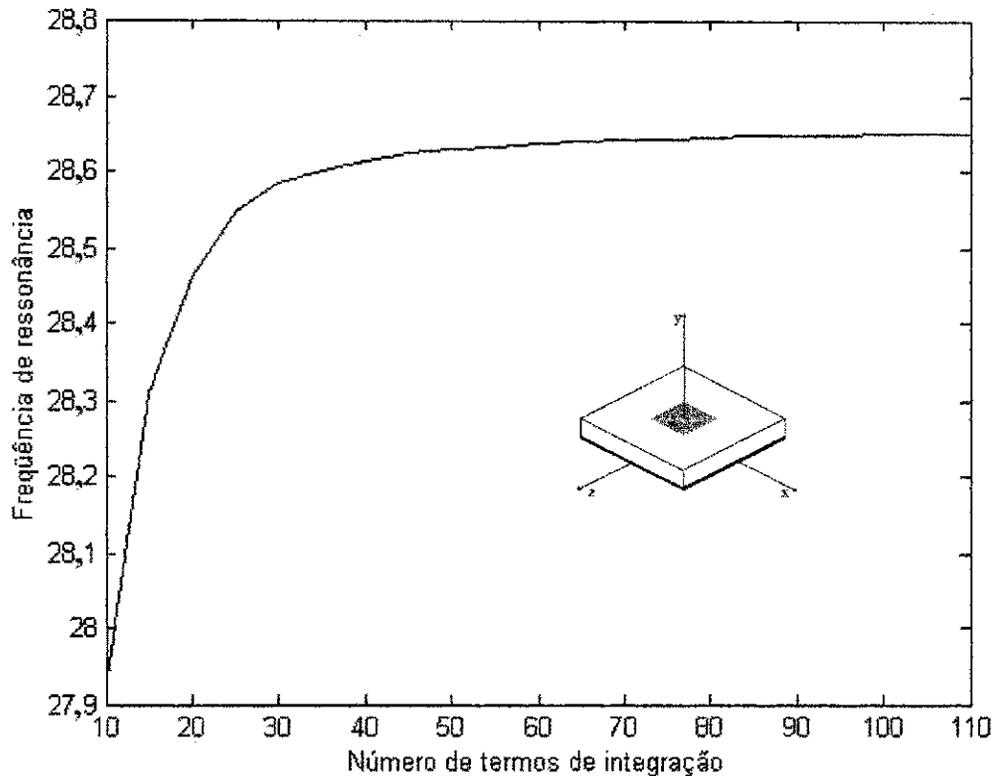


Figura 6.28 – Comportamento da frequência de ressonância para variação do número de termos de integração do método, no Galerkin. Patch de filme supercondutor: $T_c = 89$ K, $\sigma_{nc} = 10^6$ S/m, $\lambda_L(0) = 140$ nm, $W = 1630$ μ m, $L = 935$ μ m, $t_{sc} = 350$ nm e $T_{op} = 50$ K. Substrato dielétrico isotrópico: $\epsilon_{r1} = 23,81$ e $d = 254$ μ m.

6.6 – Conclusões

Na Figura 6.2 foi observado que, em quase toda a faixa de temperatura analisada, a frequência de ressonância da antena permaneceu constante. Este fato, demonstra que a frequência de ressonância de uma antena de microfita com *patch* de material supercondutor apresenta uma variação muito pequena.

Nas Figuras 6.3 e 6.4, verifica-se que o comportamento dos diagramas de radiação, para ambos os casos, são semelhantes ao observado em antenas que não utilizam o material supercondutor.

A Figuras 6.5 mostra que o fator de qualidade aumenta de valor à medida em que se aproxima da temperatura crítica do material. Entretanto, deve-se salientar que não se trabalha com materiais supercondutores operando próximo à sua temperatura crítica.

Na Figura 6.6 observa-se o comportamento da largura de banda, BW, em relação à temperatura de operação da antena. A proximidade da temperatura crítica influencia diretamente no valor da frequência de ressonância da antena e no valor do fator de qualidade e, em consequência, no valor largura de banda, de acordo com a Equação (3.74).

Nas Figuras 6.8 e 6.9, observa-se uma característica típica de arranjos de antenas: grande diretividade e, este fato, pode ser visto em ambos os planos. Esta maior diretividade deve-se ao fato do arranjo ter um espaçamento entre seus elementos menor que λ_0 e uma amplitude de campo constante nos elementos.

Nas Figuras 6.11 e 6.12, observa-se que o arranjo planar proposto apresenta uma diretividade menor que a do arranjo linear de 12 elementos, sendo este fato devido ao espaçamento adotado entre seus elementos.

A Figura 6.13 apresenta o diagrama tridimensional de arranjo planar de 25 elementos, favorecendo uma visão da distribuição dos campos no espaço.

Na Figura 6.14, observa-se um cruzamento entre o comportamento do patch metálico e do supercondutor, tendo este fato origem no comportamento da permissividade elétrica com a temperatura de operação da estrutura, já que a frequência de ressonância está fortemente relacionada com esta grandeza.

A Figura 6.15 mostra a influência direta da permissividade efetiva na frequência de ressonância da antena. Portanto, é possível, por meio da mesma, determinar o

substrato mais adequado à aplicação, levando em conta aspectos de custo e dimensões do dispositivo.

Nas Figuras 6.17 e 6.18, ficam evidentes a dependência direta da frequência de ressonância e dos diagramas de radiação da antena com a altura da camada de ar. Este fato permite um ajuste fino da frequência de ressonância e dos diagramas de radiação da antena, favorecendo a correção de desvios de frequência acarretados por erros de fabricação.

As Figuras 6.20, 6.21, 6.22 e 6.23 mostram características importantes do arranjo circular de antenas de microfita suspensas. Observa-se claramente que o efeito da variação da altura da camada de ar, d_1 , no plano E afeta somente os lóbulos laterais e, no plano H, todos os lóbulos são afetados inicialmente (Figuras 6.20 e 6.21). Esse comportamento mostra que, ao contrário da antena suspensa com *patch* isolado, a disposição dos elementos no arranjo contribuiu para o efeito da altura ser minimizado nos lóbulos principais da estrutura. O efeito do número de elementos do arranjo no diagrama de radiação da estrutura pode ser visto nas Figuras 6.22 e 6.23. A redução na intensidade nos lóbulos laterais para os planos E e H está prevista na teoria. Entretanto, não ocorre variação no lóbulo principal, como esperado, possivelmente devido à disposição geométrica dos elementos.

A Figura 6.25 serviu como comprovação da eficiência do modelo de impedância de entrada, para que o material supercondutor fosse posteriormente introduzido no modelo. As Figuras 6.26 e 6.27 foram obtidos com base neste novo modelo. Um fato importante observado é a dependência da impedância de entrada com a temperatura.

A Figura 6.28 mostra que a partir de 100 termos os resultados estabilizem, em aproximadamente 28,65 GHz, ou seja, pode-se utilizar um número reduzido de termos, como 100 termos, ao invés de 200 ou 300 termos. Os resultados com supercondutores foram obtidos para a temperatura de operação de 50 K.

Capítulo 7

Conclusões

Neste trabalho foi efetuado um estudo da utilização de filmes supercondutores de alta qualidade em antenas de microfita com *patches* retangulares e seus arranjos (linear, planar e circular). O *patch*, usualmente metálico, foi substituído por um filme supercondutor com espessura muito fina, com temperatura crítica de 89 K. A temperatura de operação considerada para a maioria dos casos foi de 50 K.

Os métodos utilizados na análise das estruturas consideradas foram o método dos potenciais vetoriais de Hertz, o método da imitância e o método dos momentos.

Foram determinadas as variações ocorridas nos principais parâmetros das antenas e seus arranjos, pela utilização de supercondutores, dentre os quais: a frequência de ressonância, a impedância de entrada, os diagramas de radiação, o fator de qualidade e a largura de faixa. Especificamente, foi observado o comportamento destes parâmetros com a variação da temperatura de operação nas estruturas consideradas.

Foram apresentadas curvas da frequência de ressonância, impedância de entrada, diagramas de radiação, fator de qualidade e largura de faixa.

Na análise desses resultados observou-se que existe uma estabilidade dos parâmetros para valores de temperatura bem abaixo da temperatura crítica, T_c . Entretanto, para valores inferiores mas próximos a T_c , esta estabilidade é perdida.

Os resultados numéricos obtidos foram comparados com alguns casos particulares da literatura, tanto para dados teóricos quanto para medidos.

A utilização de supercondutores permite uma redução nas perdas e um aumento na eficiência das antenas de microfita. Espera-se que nos próximos anos ocorra uma

consolidação desta tecnologia e se obtenha antenas de microfita com perdas reduzidas e eficiências elevadas.

A utilização de substratos homogêneos ou heterogêneos evidenciou a influência destes materiais nos principais parâmetros das antenas e arranjos analisados. A introdução de um substrato heterogêneo possibilitou o ajuste mecânico da frequência de ressonância. Por sua vez, a utilização de substratos anisotrópicos possibilita uma redução nas perdas dielétricas das estruturas, em razão das características intrínsecas destes materiais.

A importância da análise de estruturas com materiais anisotrópicos está na grande utilização destes materiais em dispositivos de telecomunicações. Na prática, todos os materiais apresentam uma certa anisotropia intrínseca.

A construção de algumas estruturas, mesmo que estas sejam casos particulares, servem como uma fonte importante de referência, pois determinam o grau de precisão dos métodos de análise utilizados.

Como continuidade deste trabalho, pretende-se:

- Desenvolver antenas de microfita integradas com superfícies seletivas de frequências;
- Estudar antenas de microfita afiladas com material supercondutor;
- Analisar antenas de microfita com substratos anisotrópicos uniaxiais com outras orientações do eixo óptico;
- Estudar antenas de microfita com camadas anisotrópicas biaxiais (caso mais geral);
- Desenvolver antenas de fio/fita de material supercondutor (dipolo, espira, espiral, helicoidal,...);
- Estudar outros dispositivos com supercondutores (tais como: linhas de transmissão, circuitos de casamento, filtros, ...);
- Desenvolver dispositivos para aplicação em ondas milimétricas.

Para trabalhos futuros está ainda prevista a análise de arranjos adaptativos de antenas planares de microfita, sendo que estudos sobre acoplamento eletromagnético e métodos adaptativos devem ser inicialmente desenvolvidos.

Apêndice

Formulação do espalhamento do campo elétrico em uma superfície fechada utilizando a função diádica de Green

Seja S a superfície de um condutor perfeito cujo volume é V_1 , como mostrado na Figura A.1. Na modelagem do problema de espalhamento, no caso geral, são consideradas duas densidades superficiais de correntes, sendo uma densidade superficial de corrente elétrica, \vec{J}_{es} , e uma densidade superficial de corrente magnética, \vec{J}_{ms} . Considera-se, também, um vetor \hat{n} normal a esta superfície e dirigido para fora do volume V_1 [39].

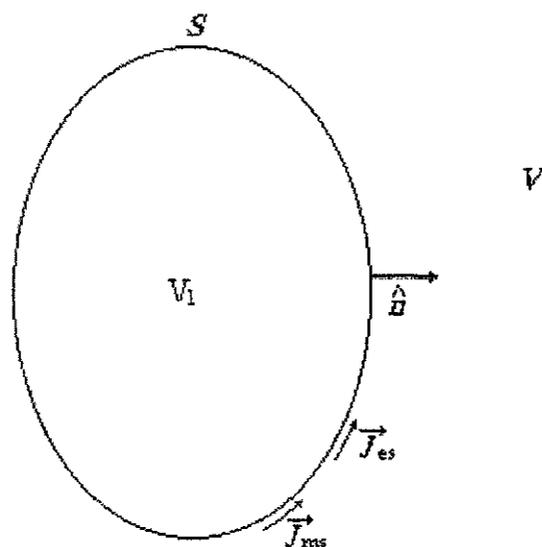


Figura A.1 – Ilustração para a aplicação do princípio da equivalência de campos.

O campo elétrico em V , que corresponde à região fora da superfície S mostrada na Figura A.1, é obtido da solução da equação de onda no espaço livre, dada por

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} - k_0^2 \vec{E} = 0. \quad (\text{A.1})$$

Considerando uma função diádica de Green \vec{G} definida como uma solução de

$$\nabla \times \nabla \times \vec{G} - k_0^2 \vec{G} = \vec{I} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0), \quad (\text{A.2})$$

sendo r_0 a distância do ponto de observação à superfície S , $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$ é a função delta de Dirac e \vec{I} a função diádica identidade definida como

$$\vec{I} = \hat{a}_x \hat{a}_x + \hat{a}_y \hat{a}_y + \hat{a}_z \hat{a}_z. \quad (\text{A.3})$$

A Equação (A.1) pode ser escrita como

$$k_0^2 \vec{E} = \nabla \times \nabla \times \vec{E}. \quad (\text{A.4})$$

Efetuando o produto escalar de (A.2) por \vec{E} , obtém-se

$$\vec{E} \cdot \nabla \times \nabla \times \vec{G} - k_0^2 \vec{E} \cdot \vec{G} = \vec{E} \cdot \vec{I} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0). \quad (\text{A.5})$$

De (A.4) e (A.5), determina-se

$$\vec{E} \cdot \nabla \times \nabla \times \vec{G} - \nabla \times \nabla \times \vec{E} \cdot \vec{G} = \vec{E}(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0). \quad (\text{A.6})$$

A Equação (A.6) pode ser escrita como [39]

$$-\nabla \cdot [\vec{E} \times \nabla \times \vec{G} + \nabla \times \vec{E} \times \vec{G}] = \vec{E}(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \quad (\text{A.7})$$

Integrando (A.7) e aplicando o teorema da divergência, chega-se a

$$\iint_S (\hat{n} \times \vec{E} \cdot \nabla \times \vec{G} + \hat{n} \times \nabla \times \vec{E} \cdot \vec{G}) dS = \begin{cases} \vec{E}(\mathbf{r}_0), & \in V \\ 0, & \in V_1 \end{cases}, \quad (\text{A.8})$$

sendo \hat{n} o versor normal à superfície S .

Pela lei de Faraday, tem-se

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega\mu_0 \vec{H}. \quad (\text{A.9})$$

Substituindo a Equação (A.9) em (A.8), obtém-se

$$\iint_S (\hat{n} \times \vec{E} \cdot \nabla \times \vec{G} - j\omega\mu_0 \hat{n} \times \vec{H} \cdot \vec{G}) dS = \begin{cases} \vec{E}(\mathbf{r}_0), & \in V \\ 0, & \in V_1 \end{cases}. \quad (\text{A.10})$$

Assim, em r_0 , a Equação (A.10) pode ser escrita como

$$\vec{E}(\mathbf{r}_0) = \iint_S \hat{n} \times \vec{E} \cdot \nabla \times \vec{G} dS - j\omega\mu_0 \iint_S \hat{n} \times \vec{H} \cdot \vec{G} dS. \quad (\text{A.11})$$

No contorno de S as correntes de superfície podem ser obtidas em função dos campos elétrico e magnético com [39]

$$\vec{J}_{es} = \hat{n} \times \vec{H}; \quad (\text{A.12})$$

$$\vec{J}_{ms} = -\hat{n} \times \vec{E}. \quad (\text{A.13})$$

Aplicando as Equações (A.12) e (A.13) em (A.11), chega-se a

$$\vec{E}(\vec{r}_0) = \iint_S \vec{J}_{ms} \cdot \nabla \times \vec{G} dS - j\omega\mu_0 \iint_S \vec{J}_{es} \cdot \vec{G} dS. \quad (\text{A.14})$$

Para o caso particular em que a corrente \vec{J}_{ms} é considerada nula, a Equação (A.14) se reduz a

$$\vec{E}(\vec{r}_0) = -j\omega\mu_0 \iint_S \vec{J}_{es} \cdot \vec{G} dS. \quad (\text{A.15})$$

Referências Bibliográficas

- [1] T. Itoh e W. Menzel, "A full-wave analysis for open microstrip structures", IEEE Trans. Antennas and Propagation, AP-29, pp. 63-68, janeiro 1981.
- [2] D. M. Pozar, "Radiation and scattering from a microstrip on a uniaxial substrate", IEEE Trans. Antennas and Propagation, AP-35(36), pp. 613-621, junho 1987.
- [3] J. R. S. Oliveira, A. G. D'Assunção e C. S. Rocha, "Analysis of the coupling patches on uniaxial anisotropic substrates", Revista Brasileira de Telecomunicações, vol. 10, nº 1, pp. 37 - 43, dezembro 1995.
- [4] R. M. Nelson, "Rectangular microstrip patch resonators on several anisotropic substrates", North Dakota: North Dakota State University, Tese de Doutorado em Engenharia Elétrica, Fargo, ND, 1987.
- [5] F. J. V. Sousa, "Arranjos de antenas de microfita sobre substratos dielétricos anisotrópicos", Tese de Mestrado em Engenharia Elétrica, Universidade Federal do Rio Grande do Norte, Natal, RN, 1998.
- [6] M. R. M. L. Albuquerque, A. G. D'Assunção e S. G. Silva, "Broadband microstrip patch antennas on anisotropic substrates". 11th International Conference on Antennas and Propagation, Conference Publication nº 480, pp. 49-52, abril 2001.
- [7] M. R. M. L. Albuquerque, A. G. D'Assunção e S. G. Silva, "Antenas de microfita com variação linear na espessura do substrato em rampa", CBMag2000, Natal, RN, pp. 374-376, novembro 2000.
- [8] J. R. S. Oliveira, A. G. D'Assunção e F. J. V. Sousa, "Microstrip patch antennas on uniaxial anisotropic substrates with several optical axes orientations", SBMO/IEEE MTT-S Int. Microwave and Optoelectronics Conf., Natal, RN, pp. 297 - 302, 1997.
- [9] Z. Fan e K. F. Lee, "Coplanar waveguide antenna arrays for MIC/MMIC at millimeter wave frequencies", Electronics Letters, vol. 26, nº 18, pp. 1464-1469, agosto 1990.
- [10] S. Tedjini, N. Daoud, D. Raully e E. Pic, "Analysis of MMICs with strip thickness and conductivity", Electronics Letters, vol. 24, nº 15, pp. 965-966, julho 1988.
- [11] G. Dubost, "Far field radiated by short circuited microstrip antenna acting at a quarter-wavelength resonance", Electronics Letters, vol. 19, nº 18, pp. 737-739, setembro 1983.

- [12] R. K. Mishra e S. S. Pattnaik, "Resonant frequency of wedge shaped microstrip antenna", *Electronics Letters*, vol. 26, nº 13, p 912-913, junho 1990.
- [13] J. Pribetich, R. Ledee, P. Kennis, P. Pribetich e M. Chive, "Modelling of microstrip antenna with dielectric protective layer for lossy medium", *Electronics Letters*, vol. 24, nº 23, p 1464-1465, novembro 1988.
- [14] J. R. S. Oliveira, "Antenas de microfita sobre substratos dielétricos anisotrópicos e ferrimagnéticos magnetizados", Tese de Doutorado em Engenharia Elétrica, Universidade Federal da Paraíba, Campina Grande, PB, 1996.
- [15] M. D. Deshpande, "Input impedance of microstrip antennas", *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. AP-30, nº 4, pp. 645-650, julho 1982.
- [16] F. Abboud, J. P. Damiano e A. Papiernik, "Simple model for the input impedance of coax-fed rectangular microstrip patch antenna for CAD". *IEE Proceedings, Pt. H*, vol. 135, nº 5, pp. 323-326, outubro 1988.
- [17] D. H. Schaubert e S. Yngvesson, "Experimental Study of a microstrip array on high permittivity substrate", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. AP-34, nº1, pp. 92-97, janeiro 1986.
- [18] A. K. Bhattacharjee, S. R. B. Chaudhuri, A. Mukherjee, D. R. Poddar e S. K. Chowdhury, "Input impedance of rectangular microstrip antennas", *IEE Proceedings, Pt. H*, vol. 135, nº 5, pp. 351-352, outubro 1988.
- [19] Z.Y. Shen, *High - Temperature Superconducting Microwave Circuits*, Artech House, Boston-London, Inc., 1994.
- [20] A. M. Luiz, *Aplicações da Supercondutividade*, Editora Edgard Blücher, Brasil, 1992.
- [21] R. Eisberg e R. Resnick, *Física Quântica*, Editora Campus, Brasil, 1988.
- [22] S. G. Silva, "Arranjos planares de antenas de microfita com supercondutores de alta frequência", Tese de Mestrado em Engenharia Elétrica, Universidade Federal do Rio Grande do Norte, Natal, RN, 1999.
- [23] A. G. D'Assunção e J. R. S. Oliveira, "Fullwave analysis of HTS patch antenna", *PIERS 1999*, Taipé, Taiwan, março 1999.
- [24] S. M. El-Ghazaly, R. B. Hammond e T. Itoh, "Analysis of superconducting microwave structures: Applications to microstrip lines", *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, vol. MTT-40, n. 3, pp. 499-508, 1992.

- [25] R. R. Romanofsky, "Correction factor for determining the London penetration depth from strip resonators", *IEEE Trans. Applied Superconductivity*, vol. 8, n. 1, pp. 3-6, 1998.
- [26] M. A. Richard, K. B. Bhasin e P. C. Claspy, "Superconducting microstrip antennas: An experimental comparison of two feeding methods", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 41, n° 7, pp. 967-974, junho 1993.
- [27] R. B. Hammond, G. L. Hey-Shipton e G. L. Matthaei, "Designing with superconductors", *IEEE Spectrum*, pp. 34-39, abril 1993.
- [28] J. R. Gavaler, "Superconductivity in Nb-Ge films above 22K", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 23, pp. 480-482, 1973.
- [29] R. B. Ouboter, "Early superconductivity research (except Leiden)", *IEEE Trans. on Magnetics*, vol. MAG-23, pp. 371-375, 1987.
- [30] L. N. Cooper, "Origins of the theory of superconductivity", *IEEE Trans. on Magnetics*, vol. MAG-23, pp. 376-379, 1987.
- [31] A. P. Malozemoff, "Superconducting wire gets hotter", *IEEE Spectrum*, pp. 26-30, dezembro 1993.
- [32] S. G. Silva, A. G. D'Assunção e M. A. B. Melo, "Parallel-coupled HTS microstrip antennas on anisotropic substrates", *Microwave and Optical Technology Letters*, Wiley, pp. 4-8, abril 2000.
- [33] S. G. Silva, A. G. D'Assunção e J. R. S. Oliveira, "Analysis of high Tc superconducting microstrip antennas and arrays", *SBMO/IEEE MTT-S, AP-S and LEOS International Microwave and Optoelectronics Conference*, impressão eletrônica, CD-ROM, pp.1-4, Rio de Janeiro, RJ, agosto 1999.
- [34] S. G. Silva, A. G. D'Assunção, M. A. B. Melo e J. R. S. Oliveira, "Characteristics of parallel coupled HTS microstrip resonators", *MMM Conference*, p. 195 (Programa), San Jose, CA, novembro 1999.
- [35] S. G. Silva, A. G. D'Assunção, M. A. B. Melo e J. R. S. Oliveira, "Arranjos de antenas HTS de microfitas sobre substratos heterogêneos", *IX Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica*, pp. 599-603, João Pessoa, PB, agosto 2000.
- [36] S. G. Silva, A. G. D'Assunção, M. A. B. Melo e J. R. S. Oliveira, "Propriedades de arranjos planares de antenas de HTS em microfitas suspensas", *CBMag2000*, pp. 380-383, Natal, RN, novembro 2000.

- [37] S. G. Silva, A. G. D'Assunção, M. A. B. Melo e J. R. S. Oliveira, "Análise tridimensional de arranjos de antenas de microfita através de métodos rigoroso e aproximado", CBMag2000, pp. 321-325, Natal, RN, novembro 2000.
- [38] C. A. Balanis, *Antenna Theory -- Analysis and Design*, John Wiley & Sons, Inc., 1982.
- [39] R. E. Collin, *Field Theory of Guided Waves*, McGraw-Hill Co., 1960.