



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

**ANÁLISE DE SUPERFÍCIES SELETIVAS DE FREQUÊNCIA PARA
APLICAÇÕES EM ONDAS MILIMÉTRICAS**

GILCARLOS RIBEIRO DE MEDEIROS

Orientador: Dr. Adaildo Gomes d'Assunção – UFRN – CT – DEE.
Co-orientador: M. Sc. Antônio Luiz Pereira de Siqueira Campos

**NATAL – RN
2001**



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

ANÁLISE DE SUPERFÍCIES SELETIVAS DE FREQUÊNCIA PARA
APLICAÇÕES EM ONDAS MILIMÉTRICAS

GILCARLOS RIBEIRO DE MEDEIROS

Dissertação de mestrado submetida ao corpo docente da Coordenação do Programa de Pós-graduação da Universidade Federal do Rio Grande do Norte como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de MESTRE em Engenharia Elétrica.

Orientador: Dr. Adaildo Gomes d'Assunção.
Co-orientador: M. Sc. Antonio Luiz Pereira de Siqueira Campos

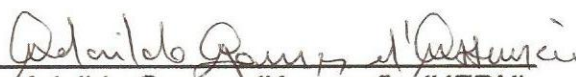
Natal, setembro de 2001.


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

ANÁLISE DE SUPERFÍCIES SELETIVAS DE FREQUÊNCIA
PARA APLICAÇÕES EM ONDAS MILIMÉTRICAS

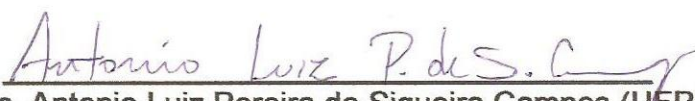
GILCARLOS RIBEIRO DE MEDEIROS

Dissertação de Mestrado em Engenharia Elétrica, aprovada em 24 de setembro de 2001, pela comissão examinadora formada pelos seguintes membros:


Prof. Dr. Adaildo Gomes d'Assunção (UFRN)


Profa. Dra. Maria Rosa M. Lins de Albuquerque (UFRN)


Prof. Dr. Alfrêdo Gomes Neto (CEFET – PB)


M. Sc. Antonio Luiz Pereira de Siqueira Campos (UEPB)

Natal, 24 de setembro de 2001.

Programa de Pós-graduação em Eng. Elétrica
Biblioteca Setorial do PPGEE
CAMPUS - APODI

UFRN/CT/BIBLIOTECA SETORIAL

621.3 3897
M488a
Forma de Ant...
Documento

Divisão de Serviços Técnicos

Catálogo da Publicação na Fonte. UFRN / Biblioteca Central Zila Mamede

Medeiros, Gilcarlos Ribeiro de.

Análise de superfícies seletivas de frequência para aplicações em ondas milimétricas / Gilcarlos Ribeiro de Medeiros. - Natal, RN, 2001.

69 p.

Orientador : Adaildo Gomes D'Assunção.

Co-orientadores : Antônio Luiz Pereira de Siqueira Campos.

Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal do Rio Grande do Norte. Centro de Tecnologia. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica.

1. Engenharia elétrica - Tese. 2. Superfície seletiva de frequência - Tese. 3. espalhamento de ondas - Tese. 4. Parâmetros de transmissão e reflexão de FSS – Tese. I. D'Assunção, Adaildo Gomes. II. Campos, Antônio Luiz Pereira de Siqueira. III. Título.

RN/UF/BCZM

CDU 621.3(043.2)

AGRADECIMENTOS

A Deus, por mais uma conquista alcançada.

Ao Prof. Adaildo Gomes d'Assunção, pela orientação sempre segura, apoio e compreensão acima de tudo.

Ao Antônio Luiz P. de Siqueira Campos pela orientação dada durante a realização do trabalho.

A Profa. Maria Rosa Medeiros Lins de Albuquerque, pelos conselhos, e pela sua dedicação e sua disposição em ajudar, além da orientação durante a Iniciação Científica.

A todos os professores do Departamento de Engenharia Elétrica.

Aos meus amigos que sempre me incentivaram.

A minha avó, Otília Ferreira, pelo seu interesse durante a minha vida acadêmica.

A minha mãe, Maria do Carmo, pelo amor e carinho sempre presentes.

A minha esposa, Joseana, por toda a compreensão a mim dedicada, e incentivo.

Aos meus irmãos, Emerson e Elisângela, pelo apoio e ajuda durante toda a minha vida.

RESUMO

Este trabalho consiste na análise teórica e numérica de superfícies seletivas de frequência com elementos do tipo *patch* retangular, dipolo fino e dipolo cruzado sobre substratos dielétricos anisotrópicos, para a faixa de frequências de ondas milimétricas. A formulação analítica é realizada por uma técnica de abordagem do domínio espectral conhecido como método da linha de transmissão equivalente ou método da imitância. A análise numérica é solucionada através do uso da técnica numérica de Galerkin no domínio da transformada de Fourier, utilizando-se funções de base de domínio inteiro.

Nas últimas décadas, muitas aplicações e técnicas analíticas sofisticadas têm sido desenvolvidas para a caracterização das FSS. Dentre as aplicações, pode-se destacar a utilização de FSS em antenas refletoras e em radomes passa-faixa.

Primeiramente, relacionam-se os campos espalhados da FSS com as correntes superficiais induzidas no *patch*. Após a dedução realizada para o problema de espalhamento, pode-se obter a solução numérica da mesma através do método dos momentos. A escolha das funções de base é de grande importância para a eficiência numérica do método, devendo se aproximar ao máximo das características físicas das distribuições de corrente na estrutura analisada.

Em seguida, obtém-se as componentes da função diádica de Green para se determinar os coeficientes desconhecidos. Para isso, é utilizada a técnica numérica de Galerkin. Completando-se a formulação, determinam-se os campos incidentes através do potencial incidente e, conseqüentemente, os parâmetros de transmissão e reflexão das FSS são calculados.

Neste trabalho, considera-se FSS com elementos do tipo dipolo fino, dipolo cruzado e *patch* condutor sobre uma camada dielétrica. Resultados numéricos são apresentados para a faixa de frequências de ondas milimétricas, bem como sugestões para trabalhos futuros.

ABSTRACT

This work consists in the development of a theoretical and numerical analysis for frequency selective surfaces (FSS) structures with conducting patch elements, such as rectangular patches, thin dipoles and cross dipoles, on anisotropic dielectric substrates. The analysis is developed for millimeter wave band applications. The analytical formulation is developed in the spectral domain, by using a rigorous technique known as equivalent transmission line method, or impedance approach. The numerical analysis is completed through the use of the Galerkin's technique in the Fourier transform domain, using entire-domain basis functions.

In the last decades, several sophisticated analytical techniques have been developed for FSS structure applications. Within these applications, it can be emphasized the use of FSS structures on reflecting antennas and bandpass radomes.

In the analysis, the scattered fields of the FSS geometry are related to the surface induced currents on the conducting patches. After the formulation of the scattering problem, the numerical solution is obtained by using the moment method. The choice of the basis functions plays a very important role in the numerical efficiency of the numerical method, once they should provide a very good approximation to the real current distributions on the FSS analyzed structure.

Thereafter, the dyadic Green's function components are obtained in order to evaluate the basis functions unknown coefficients. To accomplish that, the Galerkin's numerical technique is used. Completing the formulation, the incident fields are determined through the incident potential, and as a consequence the FSS transmission and reflection characteristics are determined, as function of the resonant frequency and structural parameters.

The main objective of this work was to analyze FSS structures with conducting patch elements, such as thin dipoles, cross dipoles and rectangular patches, on anisotropic dielectric substrates, for high frequency applications. Therefore, numerical results for the FSS structure main characteristics were obtained in the millimeter wave band. Some of these FSS characteristics are the resonant

frequency and scattering parameters, which were obtained as functions of the structural parameters. It should be pointed out that a very good agreement was observed between the results of this analysis and those available in the literature, for the particular case of FSS structures on isotropic layers. Finally, some suggestions are presented for future works.

SUMÁRIO

CAPÍTULO 1 – INTRODUÇÃO	14
CAPÍTULO 2 – FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA DAS SUPERFÍCIES SELETIVAS DE FREQUÊNCIA (FSS)	16
2.1 – Introdução	16
2.2 – Tipos de Elementos	16
2.3 – Formas dos elementos	17
2.4 – Dimensões dos elementos	18
2.5 – Técnicas de análise	18
2.6 – Técnicas de medição	19
2.7 – Aplicações	20
2.8 – Conclusões	23
CAPÍTULO 3 – ANÁLISE ANALÍTICA DAS SUPERFÍCIES SELETIVAS DE FREQUÊNCIA (FSS)	24
3.1 – Introdução	24
3.2 – Obtenção da equação característica	24
3.3 – Solução da equação característica	27
3.4 – Conclusões	30
CAPÍTULO 4 – ANÁLISE DINÂMICA DAS SUPERFÍCIES SELETIVAS DE FREQUÊNCIA, OBTENÇÃO DA FUNÇÃO DE GREEN E DOS CAMPOS INCIDENTES	31
4.1 – Introdução	31
4.2 – Método da Imitância	31
4.3 – Determinação das Componentes da Função Diádica de Green. . . .	34
4.4 – Determinação dos Campos Incidentes para os Modos TE e TM. . . .	39
4.5 – Conclusões	46

CAPÍTULO 5 – DETERMINAÇÃO DOS PARÂMETROS DE TRANSMISSÃO E REFLEXÃO.	47
5.1 – Introdução.	47
5.2 – Dedução dos Coeficientes de Reflexão e Transmissão.	47
5.3 – Conclusões.	51
CAPÍTULO 6 – RESULTADOS NUMÉRICOS.	52
6.1 – Introdução.	52
6.2 – Dedução dos Coeficientes de Reflexão e Transmissão.	52
6.3 – Conclusões.	54
CAPÍTULO 7 – CONCLUSÕES.	65
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.	67

LISTA DE FIGURAS

2.1 – Tipos de elementos de FSS.	17
2.2 – Formas dos elementos de FSS	17
2.3 – Sistema para medições em uma FSS.	20
2.4 – Medidor de precisão de FSS.	20
2.5 – Antena refletora composta com uma FSS passa-faixa.	21
2.6 – Antena refletora de alto ganho da nave espacial <i>Voyager</i>	22
3.1 – Estrutura analisada.	24
3.2 – Arranjo periódico genérico	27
4.1 – Mudança do sistema de coordenadas.	32
4.2 – Relação entre a corrente e o campo espalhado para posições diferentes em z.	35
4.3 – Seção transversal de uma FSS com <i>patch</i> retangular condutor sobre uma camada dielétrica anisotrópica	38
4.4 – Potenciais incidentes	39
4.5 – Potenciais incidentes no <i>patch</i> condutor, sem o plano de terra, sobre uma camada dielétrica anisotrópica.	41
6.1 – Potência refletida em função da frequência para uma FSS com elementos do tipo dipolo fino sobre substratos dielétricos isotrópicos.	55
6.2 – Potência refletida em função da frequência para uma FSS com elementos do tipo <i>patch</i> retangular sobre substratos dielétricos isotrópicos.	56
6.3 – Potência transmitida e refletida em função da frequência para uma FSS com elementos do tipo dipolo fino sobre uma camada dielétrica anisotrópica.	57
6.4 – Potência transmitida e refletida em função da frequência para uma FSS com elementos do tipo <i>patch</i> retangular sobre uma camada dielétrica anisotrópica.	58
6.5 – Potência transmitida em função da frequência para uma FSS com elementos do tipo dipolo fino sobre uma camada dielétrica anisotrópica para diferentes espessuras do substrato	59

6.6 – Potência transmitida em função da frequência para uma FSS com elementos do tipo <i>patch</i> retangular sobre uma camada dielétrica anisotrópica para diferentes espessuras do substrato.	60
6.7 – Convergência da frequência de ressonância e da largura de banda para diferentes valores de M e N, em função da frequência, para uma FSS com elementos do tipo dipolo fino.	61
6.8 – Convergência da frequência de ressonância e da largura de banda para diferentes números de funções de base em função da frequência, para uma FSS com elementos do tipo dipolo fino.	62
6.9 – Frequência de ressonância em função da razão de anisotropia, para uma FSS com elementos do tipo dipolo fino.	63
6.10 – Curva comparativa da potência transmitida em função da frequência para uma FSS com elementos do tipo abertura em forma de cruz.	64

LISTA DE SÍMBOLOS E ABREVIATURAS

FSS	<i>Frequency selective surface</i> (Superfície seletiva de frequência)
\hat{x}	Vetor unitário na direção x
\hat{y}	Vetor unitário na direção y
\hat{z}	Vetor unitário na direção z
∇	Operador nabla
ω	Frequência angular
j	Imaginário igual a $\sqrt{-1}$
ϵ_0	Permissividade elétrica no vácuo
μ_0	Permeabilidade magnética no vácuo
\vec{E}	Vetor intensidade de campo elétrico
\vec{H}	Vetor intensidade de campo magnético
ϵ_r	Permissividade elétrica relativa
\vec{A}	Vetor potencial elétrico
\vec{F}	Vetor potencial magnético
∂	Derivada parcial
α_{mn}	Variável espectral na direção x
β_{mn}	Variável espectral na direção y
α_0	Variável espectral na direção x para $m = n = 0$
β_0	Variável espectral na direção y para $m = n = 0$
γ_e	Constante de propagação na direção z para o modo TE
γ_h	Constante de propagação na direção z para o modo TM
γ_0	Constante de propagação no espaço livre
E_x^s	Campo elétrico espalhado na direção x
E_y^s	Campo elétrico espalhado na direção y
E_x^{inc}	Componente de campo elétrico incidente na direção x
E_y^{inc}	Componente de campo elétrico incidente na direção y
H_x^{inc}	Componente de campo magnético incidente na direção x

H_y^{inc}	Componente de campo magnético incidente na direção y
k_0	Número de onda no espaço livre
E_t	Campo elétrico tangencial
E_t^S	Campo elétrico espalhado tangencial
E_t^{inc}	Campo elétrico incidente tangencial
$\langle a, b \rangle$	Produto escalar entre a e b
a^*	Conjugado complexo de a
\bar{J}	Vetor densidade superficial de corrente elétrica
Y_{in}	Admitância de entrada
Z_{in}	Impedância de entrada
π	Número pi
w	Largura do <i>patch</i>
L	Comprimento do <i>patch</i>
t	Espessura do substrato dielétrico
t_x	Período da célula na direção x
t_y	Período da célula na direção y
θ^{inc}	Ângulo de incidência em relação ao eixo z
ϕ^{inc}	Ângulo de incidência em relação ao eixo x
ψ	Potencial incidente
Ω	Ângulo de defasagem entre as células periódicas
$\bar{\epsilon}$	Tensor permissividade elétrica
ϵ_{xx}	Componente do tensor permissividade relativa na direção x
ϵ_{yy}	Componente do tensor permissividade relativa na direção y
ϵ_{zz}	Componente do tensor permissividade relativa na direção z
δ_{mn}	Delta de Kronecker
\tilde{E}_x^r	Transformada de Fourier do campo refletido na direção x
\tilde{E}_y^r	Transformada de Fourier do campo refletido na direção y
\tilde{E}_x^t	Transformada de Fourier do campo transmitido na direção x
\tilde{E}_y^t	Transformada de Fourier do campo transmitido na direção y
$[\tilde{Z}]$	Função diádica de Green

$\tilde{Z}_{xx}, \tilde{Z}_{xy}, \tilde{Z}_{yx}, \tilde{Z}_{yy}$	Transformada de Fourier das componentes da função de Green
T_i	i -ésima função de Chebyshev de primeira ordem
J_i	Função de Bessel de primeira classe e i -ésima ordem
R_{mn}^{TE}	Coefficiente de reflexão para os modos TE
R_{mn}^{TM}	Coefficiente de reflexão para os modos TM
T_{mn}^{TE}	Coefficiente de transmissão para os modos TE
T_{mn}^{TM}	Coefficiente de transmissão para os modos TM

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Nos últimos anos, os estudos e as pesquisas em Circuitos Integrados de Microondas e Ondas Milimétricas têm demonstrado uma enorme potencialidade para aplicações em Sistemas de Comunicação em geral. Com isso, surgiu a necessidade da implementação de circuitos com dimensões e peso cada vez menores para construção de dispositivos com tecnologia planar. As superfícies seletivas de frequência (*Frequency Selective Surface* - FSS) têm sido assunto de extensivos estudos para diversas aplicações. O nome FSS é dado devido ao fato de que um arranjo periódico bi-dimensional de elementos do tipo *patch* condutor, ou abertura, ter a característica de filtragem de frequências.

Os estudos referentes as FSS em ondas milimétricas não têm levado em consideração os efeitos da anisotropia de alguns substratos dielétricos. As características anisotrópicas dos materiais têm tido grande repercussão em Telecomunicações, o que resultou em uma grande motivação para o desenvolvimento de estudos e pesquisas de estruturas de FSS com substratos dielétricos anisotrópicos.

Uma estrutura de FSS é um arranjo periódico constituído por elementos do tipo *patch*, ou abertura, ou por uma combinação deles e exibe reflexão total (*patches*) ou transmissão (aberturas) na vizinhança da frequência ressonante, se comportando, dessa forma, como um filtro rejeita-faixa ou passa-faixa.

Este trabalho consiste na análise de onda completa de Superfícies Seletivas de Frequência com elementos do tipo *patch* retangular, dipolo fino e dipolo cruzado para a faixa de frequências de ondas milimétricas. A fundamentação teórica é baseada no método da imitância, no domínio espectral. A análise numérica é efetuada através do método de Galerkin.

Nos Capítulos 2 e 3, são mostrados alguns conceitos básicos referentes as FSS de maneira a obter compreensão no problema de espalhamento da estrutura analisada.

No Capítulo 4, é feita a análise dinâmica através do método da imitância, em combinação com a técnica numérica de Galerkin, de maneira a obter as componentes da função diádica de Green e, conseqüentemente, os campos incidentes sobre a estrutura analisada.

No Capítulo 5, são determinadas as características de reflexão e transmissão da estrutura em análise

Em seguida, no Capítulo 6, são apresentados os resultados numéricos obtidos para FSS com os diferentes tipos de elementos considerados, *patches* condutores e dipolos.

Finalizando, no Capítulo 7, são destacadas as conclusões principais referentes ao estudo realizado, bem como encaminhadas algumas sugestões para trabalhos futuros.

CAPÍTULO 2

FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA DAS SUPERFÍCIES SELETIVAS DE FREQUÊNCIA

2.1 – Introdução

O entendimento dos princípios físicos das FSS esteve diretamente relacionado com a investigação do gradeamento da difração em óptica, cujo fenômeno era usado para decompor um feixe de luz dentro de suas ordens espectrais. Este processo de filtragem foi descoberto pelo físico americano David Rittenhouse, em 1786 [1]-[2].

Após a construção de um aparato experimental onde os fios condutores da grade eram igualmente espaçados, ele observou a filtragem da luz branca dentro de faixas de comprimentos de ondas distintos (linhas coloridas). O espaçamento entre a luz central e a luz branca dependia do espaçamento entre os fios do aparato. Devido à simplicidade desse processo de filtragem, o gradeamento de difração e as FSS têm sido assunto de extensivos estudos para aplicações nas diversas áreas da Engenharia [3].

2.2 – Tipos de Elementos

Uma FSS é um arranjo periódico constituído por elementos tipo abertura ou *patch*, ou por uma combinação deles. A Figura 2.1 mostra uma FSS com elementos tipo abertura, que funciona como filtro rejeita-faixa, e uma FSS com elementos tipo *patch*, que se comporta como um filtro passa-faixa.

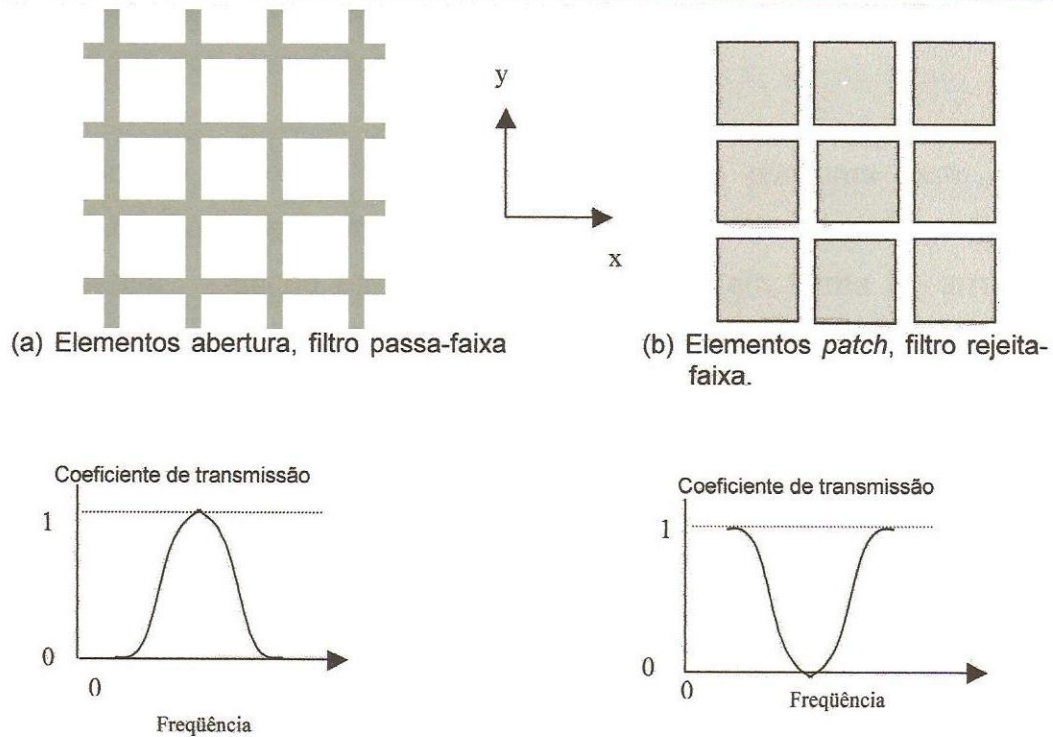


Fig. 2.1 – Tipos de elementos de FSS.

2.3 - Formas dos elementos

Existem diversas formas geométricas típicas dos elementos utilizados em FSS. A Figura 2.2 apresenta as diversas variações dos elementos mais utilizados nas pesquisas presentes na literatura [1, 2]. Alguns exemplos de tais geometrias são: dipolo, *patch* condutor retangular, *patch* condutor circular, dipolo cruzado, cruz de Jerusalém, espira quadrada, espira circular, etc.

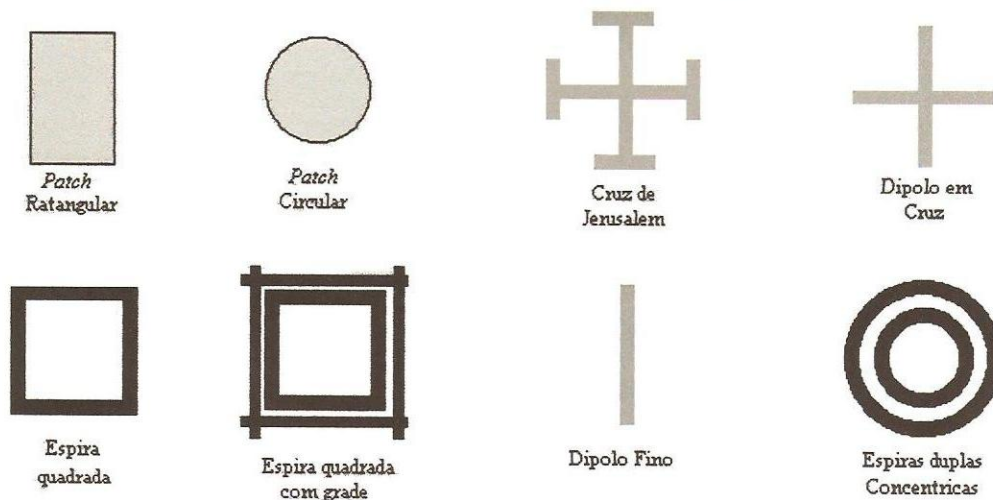


Fig. 2.2 – Formas dos elementos de FSS.

2.4 - Dimensões dos elementos

Quando um elemento de dipolo é alimentado por uma fonte e o comprimento do dipolo é um múltiplo de meio comprimento de onda, o dipolo irradia a energia. Quando os dipolos são dispostos em forma de arranjo, interceptando uma onda eletromagnética, a energia reirradiada de todos os elementos será direcionada como se uma reflexão estivesse ocorrendo, onde o ângulo de reflexão é igual ao ângulo de incidência. Isto ocorre porque a corrente induzida na superfície de cada elemento tem um atraso de fase relativo aos elementos adjacentes. Este atraso de fase faz o espalhamento das ondas de todos os elementos ser coerente com a direção de reflexão [4].

Para elementos na forma de espiras quadradas e espiras circulares, a ressonância ocorre quando o comprimento de cada meia espira é um múltiplo de meio comprimento de onda. O comprimento da espira, desta forma, precisa ser um múltiplo de um comprimento de onda. Para evitar um nulo no diagrama de radiação, o comprimento da espira deve ser de um comprimento de onda em vez de um múltiplo de um comprimento de onda. Analogamente, a medida da circunferência de uma espira circular para aplicações em FSS deve ter um comprimento de onda.

Quando a dimensão do elemento for diferente das dimensões ressonantes, a onda incidente passará através da FSS como se a mesma não existisse. Neste caso, ocorre apenas uma pequena perda [5].

2.5 - Técnicas de análise

Há muitos métodos de análise dedicados à caracterização de estruturas planares sobre substratos dielétricos. Dentre eles, destacam-se os métodos quase-TEM (aproximados) e os métodos dinâmicos. Um dos métodos mais simples e que produz resultados satisfatórios é o modelo do circuito equivalente. Nesta análise os vários segmentos de fita condutora que formam o elemento *patch* em um arranjo periódico são modelados como componentes

indutivos ou capacitivos em uma linha de transmissão. Da solução deste circuito, são encontradas as características de transmissão e reflexão da FSS. Já que esta técnica usa a aproximação quase-estática, apesar de permitir uma rápida resposta computacional, apresenta resultados sem a precisão desejada. Portanto, para frequências na faixa de microondas e ondas milimétricas deve-se analisar a estrutura através de uma técnica mais rigorosa [6].

Um outro método bastante utilizado na literatura para análise de ondas em estruturas planares é o método da equação integral, que permite uma análise rigorosa, fornecendo, dessa forma, resultados precisos e detalhados das estruturas estudadas [7]. Quando este método é usado em combinação com o método dos momentos, são obtidos resultados rigorosos, porém é verificado um grande esforço computacional. Logo, o uso deste método para a análise de FSS com elementos mais complexos não é aconselhado.

Neste trabalho, é utilizado o método da imitância [8] em combinação com a técnica numérica de Galerkin [9]. Portanto, esta é uma análise de onda completa, realizada no domínio da transformada de Fourier, que permite obter resultados precisos, além de facilitar, relativamente, a manipulação matemática.

2.6 - Técnicas de medição

Vários métodos têm sido usados para medir as propriedades de transmissão e reflexão de uma FSS [2, 3]. Um dos métodos empregados está ilustrado na Fig. 2.3, que mostra um medidor que usa cornetas de ganhos padrões como antenas transmissora e receptora. Sintonizando a polarização das antenas de vertical para horizontal, pode-se medir as características de transmissão TE e TM do painel de teste colocado entre as duas cornetas. Em princípio, este medidor pode ser usado para medir as características de reflexão da FSS, entretanto, poderão ser obtidos dados errados devido a difrações ocasionadas pela espessura das bordas do painel de teste [3].

A técnica de simulação do guia de ondas fornece uma alternativa para medições do desempenho de transmissão/reflexão. Entretanto, é uma técnica que produz erros, e é limitada para polarização TE, dentre outros aspectos [3].

Por sua vez, o medidor de precisão, com antenas cornetas e lentes, como mostrado no diagrama esquemático da Figura 2.4, pode ser usado para medições, que exigem uma maior precisão, do desempenho de transmissão e reflexão de ondas na FSS para os casos de polarizações TE e TM [10]. Essas lentes dielétricas garantem que a onda que passa através da FSS seja plana.

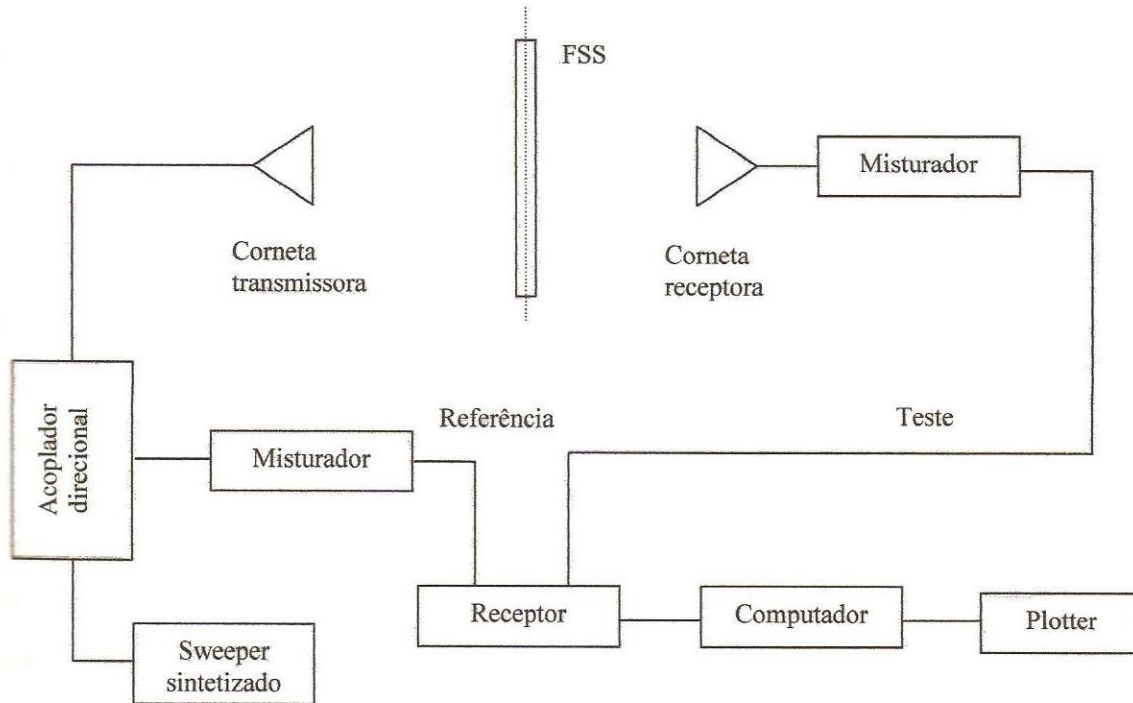


Fig. 2.3 – Sistema para medições em uma FSS.

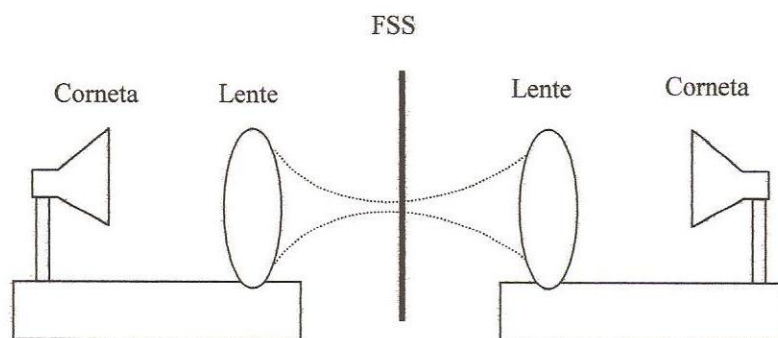


Fig. 2.4 – Medidor de precisão de FSS.

2.7 – Aplicações

As estruturas periódicas apresentam um grande número de aplicações e têm contribuído de forma significativa para os avanços da tecnologia planar.

Um bom exemplo de aplicação para o caso de FSS encontra-se na porta dos fornos de microondas. Neste caso, a FSS consiste de um arranjo periódico que reflete microondas na frequência de 2,45 GHz, transmitindo apenas a faixa de frequência da luz visível.

Em um sistema de antenas com refletor duplo, uma FSS pode ser usada como subrefletor. Diferentes alimentadores são utilizados independentemente e colocados no foco real e virtual do subrefletor. Conseqüentemente, apenas um refletor principal é necessário para operação multifrequencial. Por exemplo, o subrefletor formado por uma FSS utilizado na antena de alto ganho da nave espacial *Voyager* foi projetado para desmultiplexar as bandas X e S [11]. O alimentador da banda S é colocado no foco do refletor principal e o alimentador da banda X é colocado no ponto focal da antena com alimentadores do tipo Cassegrain. Note que, apenas um refletor principal é necessário para esta operação em duas bandas. Deste modo, consegue-se consideráveis reduções na massa, volume e, o que é mais importante, no custo da antena, com o subrefletor FSS. Para uma antena refletora multifuncional, são necessárias FSS de alto desempenho para desmultiplexar duas faixas separadas, ou para multiplexar três ou quatro bandas. A Figura 2.5 mostra uma antena refletora composta que foi desenvolvida colocando-se uma FSS passa-faixa à margem do refletor sólido [12]. A Figura 2.6 ilustra a antena refletora de alto ganho utilizada na nave espacial *Voyager* [3].

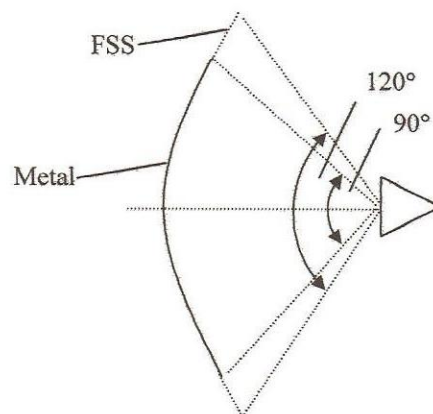


Fig. 2.5 – Antena refletora composta com uma FSS passa-faixa.

Radomes FSS com elementos tipo abertura podem ser projetadas para produzir características passa-faixa. Em outras palavras, na frequência de operação da antena, o sinal passa através da *radome* com o mínimo de perdas

arranjos de grade têm sido desenvolvidos para aplicações em: detetores, multiplicadores, osciladores, amplificadores, chaveadores etc.

2.8 – Conclusões

Neste capítulo, foram apresentados os conceitos básicos referentes às Superfícies Seletivas de Freqüência (FSS). São mostrados os tipos de elementos utilizados nesses arranjos periódicos, bem como as formas dos elementos, as dimensões. Algumas aplicações destas estruturas periódicas foram citadas.

CAPÍTULO 3

ANÁLISE ANALÍTICA DAS SUPERFÍCIES SELETIVAS DE FREQUÊNCIA

3.1 – Introdução

Neste trabalho foi usada uma técnica de formulação da Abordagem do Domínio Espectral (ADE), também conhecida como *Spectral Domain Analysis* (SDA), usualmente denominada como método da linha de transmissão equivalente, ou método da imitância. Este método permite o desacoplamento dos modos TE e TM, simplificando a obtenção da equação matricial. Primeiramente, relacionam-se os campos espalhados da FSS com as correntes superficiais induzidas no *patch* devido aos campos incidentes. Na primeira parte, considera-se o espalhamento de um único *patch* condutor perfeito, mostrado na figura 3.1. Em seguida, mostra-se como a equação integral correspondente a um *patch* simples é modificada para incluir as contribuições de um arranjo de *patches*. Finalmente discute-se como essa formulação pode ser modificada para o caso de FSS sobre substratos dielétricos.

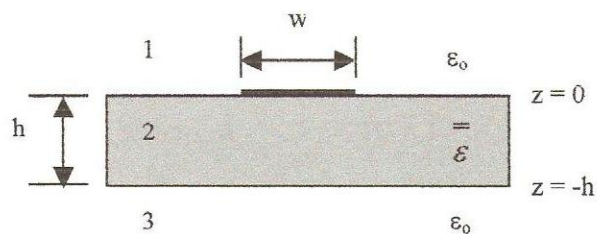


Figura 3.1: Estrutura analisada.

3.2 – Obtenção da equação característica

Seja \vec{J} a densidade de corrente superficial e \vec{A} o vetor potencial magnético devido a essa corrente, na estrutura em análise, Figura 3.1. Pode-se relacionar as componentes transversais de \vec{A} e \vec{J} como se segue [2]:

$$\vec{A} = Z * \vec{J} \Rightarrow \begin{bmatrix} A_x(x, y) \\ A_y(x, y) \end{bmatrix} = \overline{\overline{Z}} * \begin{bmatrix} J_x(x, y) \\ J_y(x, y) \end{bmatrix} \quad (3.1)$$

onde o asterisco representa a operação de convolução e $\overline{\overline{Z}}$ é a função diádica de Green no espaço livre.

De acordo com [18], o campo elétrico espalhado de um *patch* condutor localizado no plano $z=0$ devido a uma onda plana incidente é dado por:

$$E^s = -j\omega\mu_0\vec{A} + \frac{1}{j\omega\epsilon_0}\nabla(\nabla\cdot\vec{A}) \quad (3.2)$$

Sabe-se das condições de continuidade dos campos que para um condutor perfeitamente elétrico, o campo tangencial total (E_t) é nulo. Portanto, tem-se que:

$$\vec{E}_t = \vec{E}_t^s + \vec{E}_t^{inc} = 0 \quad (3.3)$$

onde os superescritos s e inc correspondem aos campos espalhado e incidente, respectivamente. Conseqüentemente, podemos reescrever a equação (3.2) da seguinte forma:

$$E^{inc} = j\omega\mu_0\vec{A} - \frac{1}{j\omega\epsilon_0}\nabla(\nabla\cdot\vec{A}) \quad (3.4)$$

A equação (3.4) acima representa a equação característica do campo elétrico para *patches* condutores perfeitamente elétricos.

Para uma superfície planar de espessura infinitesimal apenas as componentes de corrente superficial J_x e J_y existem e, assim, apenas A_x e A_y são diferentes de zero. Desta forma, pode-se escrever a equação (3.4) na forma matricial como:

$$\begin{bmatrix} E_x^{\text{inc}} \\ E_y^{\text{inc}} \end{bmatrix} = \frac{j\omega\mu_0}{k_0^2} \begin{bmatrix} k_0^2 + \frac{\partial^2}{\partial x^2} & \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \\ \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} & k_0^2 + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_x \\ A_y \end{bmatrix} \quad (3.5)$$

onde A_x e A_y foram definidos em (3.1).

Define-se a transformada e a anti-transformada de Fourier como se segue:

$$\tilde{f}(\alpha, \beta) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) e^{-j(\alpha x + \beta y)} dx dy \quad (3.6)$$

$$f(x, y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(\alpha, \beta) e^{j(\alpha x + \beta y)} d\alpha d\beta \quad (3.7)$$

De maneira a obter vantagem da periodicidade da geometria, é conveniente reescrever a equação (3.5) no domínio da transformada de Fourier, ou domínio espectral, [19]. Dessa forma, obtém-se:

$$-\begin{bmatrix} \tilde{E}_x^{\text{inc}} \\ \tilde{E}_y^{\text{inc}} \end{bmatrix} = \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \begin{bmatrix} k_0^2 - \alpha^2 & -\alpha\beta \\ -\alpha\beta & k_0^2 - \beta^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{Z} \\ \tilde{J} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix} \quad (3.8)$$

onde tem-se que: $Z^* \tilde{J} \leftrightarrow \tilde{Z} \tilde{J}$, $\partial \tilde{A} / \partial x \leftrightarrow j\alpha \tilde{A}$ e $\partial \tilde{A} / \partial y \leftrightarrow j\beta \tilde{A}$, no domínio espectral [8].

Em (3.8), α e β representam as variáveis espectrais correspondentes às coordenadas x e y , respectivamente. Quando a FSS é duplamente periódica, com extensão infinita, a transformada de Fourier da corrente induzida é não-nula apenas para valores discretos das variáveis espectrais α e β . Esses valores, designados por α_{mn} e β_{mn} , estão associados com as harmônicas de Floquet. As expressões explícitas para α_{mn} e β_{mn} são as seguintes:

$$\alpha_{mn} = \frac{2\pi m}{t_x} + k_0 \text{sen}(\theta) \cos(\phi) \quad (3.9)$$

$$\beta_{mn} = \frac{2\pi n}{t_y \text{sen}(\Omega)} - \frac{2m\pi}{t_x} \cot g(\Omega) + k_0 \text{sen}(\theta) \text{sen}(\phi) \quad (3.10)$$

onde θ , ϕ são os ângulos de incidência da onda plana, t_x e t_y são os períodos das células nas direções x e y , respectivamente, e Ω é o ângulo de defasagem entre as células, de acordo com a Figura 3.2.

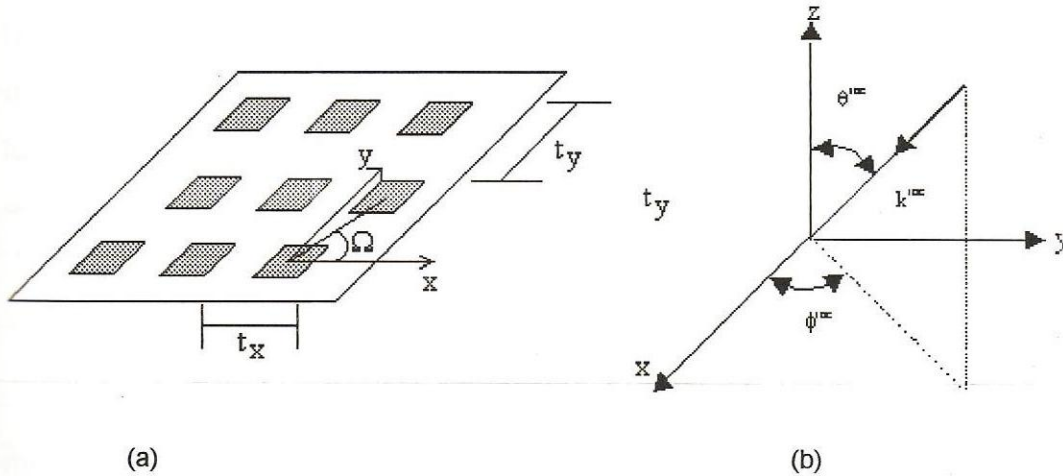


Fig. 3.2 – Arranjo periódico genérico. (a) Arranjo periódico usando *patches* retangulares. (b) Onda plana incidente.

Aplicando-se a anti-transformada de Fourier na equação (3.8) e obedecendo-se as condições de contorno para o campo tangencial total, ou seja, impondo-se que a soma dos campos espalhados com o campo incidente seja nula na superfície perfeitamente condutora da FSS, obtém-se a seguinte equação matricial para as correntes induzidas desconhecidas:

$$-\begin{bmatrix} E_x^{inc} \\ E_y^{inc} \end{bmatrix} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \begin{bmatrix} \tilde{Z}_{xx} & \tilde{Z}_{xy} \\ \tilde{Z}_{yx} & \tilde{Z}_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x(\alpha_{mn}, \beta_{mn}) \\ \tilde{J}_y(\alpha_{mn}, \beta_{mn}) \end{bmatrix} e^{j(\alpha_{mn}x + \beta_{mn}y)} \quad (3.11)$$

3.3 – Solução da equação característica

Após a dedução realizada para o problema de espalhamento das estruturas consideradas e a obtenção da equação (3.11), que governa as características das FSS com elementos tipo *patch*, pode-se obter a solução numérica da mesma através do método dos momentos [14], formulado no domínio espectral. A equação (3.11) pode ser reescrita da seguinte maneira:

$$\vec{L} * \vec{u} = \vec{g} \quad (3.12)$$

onde \vec{u} representa as correntes induzidas desconhecidas \vec{J} , \vec{g} corresponde aos campos incidentes conhecidos \vec{E}^{inc} e \vec{L} é o operador que relaciona o termo desconhecido \vec{u} e os campos incidentes. Fazendo-se uso do método dos momentos, pode-se expressar o termo desconhecido \vec{u} em termos de funções de base conhecidas, porém com coeficientes de expansão, c_i , desconhecidos de acordo com:

$$\vec{u} = \sum_i c_i \vec{f}_i \quad (3.13)$$

Com a substituição da equação (3.12) em (3.11) e com a utilização do método de Galerkin, onde as funções peso são iguais as funções de expansão, a equação característica é modificada por um produto escalar entre ela e a função de teste permitindo:

$$\left\langle \vec{f}_j, \sum_i c_i \vec{L} * \vec{f}_i \right\rangle = \langle \vec{f}_j, \vec{g} \rangle \quad j = 1, 2, \dots \quad (3.14)$$

sendo o produto escalar $\langle a, b \rangle$ definido como:

$$\langle a, b \rangle = \int_{\text{sup erfície}} a * b dS \quad (3.15)$$

A escolha das funções de base é de suma importância para a eficiência numérica do método, pois elas representam as características físicas das distribuições de corrente na estrutura analisada. Portanto, essas funções devem ser escolhidas de tal modo que se aproximem do comportamento da distribuição de corrente. Conseqüentemente, para cada tipo de elemento utilizado na FSS, há um grupo de funções de base diferente, pois a sua escolha depende da geometria do elemento utilizado. Há vários fatores relevantes que devem ser considerados para uma escolha mais adequada das funções de base.

Em geral, há duas categorias de funções de base usadas para representar funções desconhecidas, no contexto do método dos momentos, que são as funções de domínio inteiro e as funções de subdomínio.

A vantagem principal do uso das funções de base de domínio inteiro é o fato da ordem da matriz resultante da aplicação do método dos momentos ser muito inferior em relação ao caso da matriz obtida com o uso de funções de subdomínio. Portanto, pelo exposto, torna-se claro o porquê desse trabalho fazer a análise utilizando funções de base de domínio inteiro.

Considerando-se as funções de base do domínio inteiro, aplica-se o método de Galerkin, isto é, escolhe-se as funções de teste iguais às funções de base, e aplica-se a equação (3.9), obtendo-se a equação para os coeficientes desconhecidos na forma:

$$-\begin{bmatrix} \int J_{xj}^* E_x^{inc} dS \\ \int J_{yj}^* E_y^{inc} dS \end{bmatrix} = \sum_j \sum_m \sum_n \begin{bmatrix} \tilde{J}_{xj}^* & 0 \\ 0 & \tilde{J}_{yj}^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{Z}_{xx} & \tilde{Z}_{xy} \\ \tilde{Z}_{yx} & \tilde{Z}_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_{xj} & 0 \\ 0 & \tilde{J}_{yj} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{xj} \\ c_{yj} \end{bmatrix}, \quad j = 1, 2, \dots \quad (3.16)$$

Após a obtenção das componentes da função diádica de Green e dos campos incidentes, torna-se possível determinar os coeficientes desconhecidos, c_{xj} e c_{yj} , presentes na equação (3.16).

As funções de base foram escolhidas de maneira a obter-se resultados mais precisos, pois como se sabe, a exatidão do método depende estritamente da escolha delas, de maneira que elas representem de forma mais adequada a distribuição superficial de corrente nas estruturas analisadas. As funções de base mais adequadas para a análise de FSS com dipolos finos, dipolos cruzados e *patches* retangulares foram listadas por Mittra, sendo [2]:

➤ Dipolo fino:

$$J_{yp}(x, y) = \hat{y} \sin \left[\frac{p\pi}{L} \left(y + \frac{L}{2} \right) \right] \quad \text{para} \quad -\frac{L}{2} \leq y \leq \frac{L}{2} \quad (3.17)$$

onde $p = 1, 2, \dots$

➤ Patch retangular:

$$J_{xpq}(x, y) = \hat{x} \sin \left[\frac{q\pi}{W} \left(x + \frac{W}{2} \right) \right] \frac{T_p(2y/L)}{[1 - (2y/L)^2]^{1/2}} \quad (3.18)$$

$$J_{yrs}(x, y) = \hat{y} \sin \left[\frac{r\pi}{L} \left(y + \frac{L}{2} \right) \right] \frac{T_s(2x/W)}{[1 - (2x/W)^2]^{1/2}} \quad (3.19)$$

onde $p, s = 0, 1, 2, \dots, q, r = 1, 2, \dots$, onde T_i é a i -ésima função de Chebyshev de primeira ordem.

➤ Dipolo cruzado:

$$J_{xp}(x, y) = \hat{x} \left\{ C_{1p} \sin \left[\frac{p\pi}{L} \left(x + \frac{L}{2} \right) \right] + \text{sgn}(x) B \cos \left(\frac{\pi}{L} x \right) \right\} \text{ para } -\frac{L}{2} \leq x \leq \frac{L}{2} \quad (3.20)$$

$$J_{yp}(x, y) = \hat{y} \left\{ C_{2p} \sin \left[\frac{p\pi}{L} \left(y + \frac{L}{2} \right) \right] - \text{sgn}(y) B \cos \left(\frac{\pi}{L} y \right) \right\} \text{ para } -\frac{L}{2} \leq y \leq \frac{L}{2} \quad (3.21)$$

onde $p = 1, 2, \dots$ e $\text{sgn}(x)$ e $\text{sgn}(y)$ representam:

$$\text{sgn}(x) = \begin{cases} 1, & \text{para } x \geq 0 \\ -1, & \text{para } x < 0 \end{cases}$$

3.4 – Conclusões

Neste capítulo, a equação característica para um *patch* condutor perfeitamente elétrico no espaço livre foi obtida. Em seguida, mostrou-se como podemos solucionar tal equação utilizando-se o método dos momentos. As funções de base utilizadas neste trabalho também estão presentes nesta seção.

CAPÍTULO 4

ANÁLISE DINÂMICA DAS SUPERFÍCIES SELETIVAS DE FREQUÊNCIA, OBTENÇÃO DA FUNÇÃO DE GREEN E DOS CAMPOS INCIDENTES

4.1 – Introdução

Como dito no Capítulo anterior, é necessário obter as componentes da função diádica de Green para se determinar os coeficientes desconhecidos na equação (3.15). A dedução da matriz impedância será feita através de uma técnica de formulação da Abordagem do Domínio Espectral, usualmente denominada como método da imitância ou método da linha de transmissão equivalente [9]. Este método permite o desacoplamento dos modos TE e TM em relação à direção z, facilitando dessa forma a manipulação matemática. Tal desacoplamento é feito através da mudança de coordenadas das equações de campo no domínio espectral, ou domínio da transformada de Fourier.

4.2 – Método da Imitância

Para a determinação das componentes da função diádica de Green necessárias para se determinar os coeficientes desconhecidos, fazemos uso do método da linha de transmissão equivalente, ou método da imitância no domínio espectral, desenvolvido por Itoh [8]. Este método, como dito anteriormente, permite o desacoplamento dos modos TE e TM, facilitando a obtenção dessas componentes.

A equação que relaciona o vetor potencial magnético, \vec{A} , e o campo magnético espalhado, \vec{H}^s , é [3]:

$$\vec{H}^s = \nabla \times \vec{A} \quad (4.1)$$

Das equações (4.1) e (3.2) tem-se que:

$$H_z^s = \frac{\partial}{\partial x} A_y - \frac{\partial}{\partial y} A_x \quad (4.2)$$

$$E_z^s = \frac{1}{j\omega\epsilon} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial}{\partial x} A_x + \frac{\partial}{\partial y} A_y \right) \quad (4.3)$$

As equações (4.2) e (4.3) podem ser escritas no domínio da transformada de Fourier, da seguinte forma [3]:

$$\tilde{H}_z^s \propto \frac{-\alpha}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} \tilde{J}_y + \frac{\beta}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} \tilde{J}_x \quad (4.4)$$

$$\tilde{E}_z^s \propto \frac{\alpha}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} \tilde{J}_x + \frac{\beta}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} \tilde{J}_y \quad (4.5)$$

Fazendo-se a mudança do sistema de coordenadas de (x, y) para (u, v), para conseguir o desacoplamento dos modos TE e TM, de acordo com a Figura 4.1.

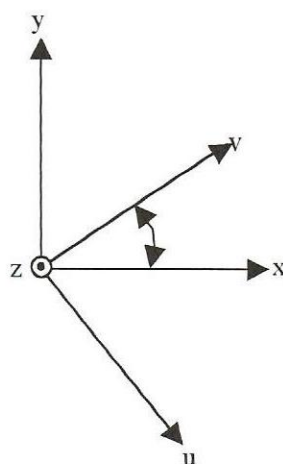


Fig. 4.1 – Mudança do sistema de coordenadas

Para o novo sistema de coordenadas, obtém-se:

$$\begin{aligned} u &= x \operatorname{sen} \theta - y \operatorname{cos} \theta \\ v &= x \operatorname{cos} \theta + y \operatorname{sen} \theta \end{aligned} \quad (4.6)$$

sendo $\operatorname{cos} \theta = \alpha / \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}$ e $\operatorname{sen} \theta = \beta / \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}$. Matricialmente, a equação (4.6) pode ser reescrita da seguinte maneira:

$$\begin{bmatrix} u \\ v \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \operatorname{sen} \theta & -\operatorname{cos} \theta \\ \operatorname{cos} \theta & \operatorname{sen} \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} \quad (4.7)$$

No domínio espectral, as correntes induzidas tornam-se:

$$\tilde{\mathbf{J}} = \hat{x} \tilde{J}_x + \hat{y} \tilde{J}_y = \hat{u} \tilde{J}_u + \hat{v} \tilde{J}_v \quad (4.8)$$

Por esta razão, as equações (4.4) e (4.5), devido às componentes u e v da corrente superficial induzida, podem ser reescritas como:

$$\tilde{H}_z^s \propto \frac{-\alpha}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} \tilde{J}_v \operatorname{sen} \theta + \frac{\beta}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} \tilde{J}_u \operatorname{cos} \theta \quad (4.9)$$

$$\tilde{E}_z^s \propto \frac{\alpha}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} \tilde{J}_u \operatorname{sen} \theta - \frac{\beta}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} \tilde{J}_v \operatorname{cos} \theta \quad (4.10)$$

Pode ser visto que as componentes u de todas as correntes superficiais geram modos TE em relação à direção z e as componentes v geram modos TM. Usando-se o modelo da linha de transmissão, relaciona-se o campo espalhado e a corrente superficial para as componentes u e v separadamente.

O espalhamento do modo TE devido à corrente superficial é obtido de:

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_u^s \\ \tilde{E}_v^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{Z}^{\text{TE}} & 0 \\ 0 & \tilde{Z}^{\text{TM}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_u \\ \tilde{J}_v \end{bmatrix} \quad (4.11)$$

Com os dois sistemas de coordenadas relacionados através da equação (4.7), a equação (4.11) pode ser reescrita no sistema (x,y) como:

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_x^s \\ \tilde{E}_y^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{Z}^{TE} \text{sen}^2 \theta + \tilde{Z}^{TM} \text{cos}^2 \theta & (\tilde{Z}^{TM} - \tilde{Z}^{TE}) \text{cos} \theta \text{sen} \theta \\ (\tilde{Z}^{TM} - \tilde{Z}^{TE}) \text{cos} \theta \text{sen} \theta & \tilde{Z}^{TM} \text{sen}^2 \theta + \tilde{Z}^{TE} \text{cos}^2 \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix} \quad (4.12)$$

ou

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_x^s \\ \tilde{E}_y^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{Z}_{xx} & \tilde{Z}_{xy} \\ \tilde{Z}_{yx} & \tilde{Z}_{yy} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix} \quad (4.13)$$

Comparando-se as equações (4.12) e (4.13), obtém-se as componentes da função diádica de Green:

$$\tilde{Z}_{xx} = \frac{1}{\alpha^2 + \beta^2} [\alpha^2 \tilde{Z}^{TM} + \beta^2 \tilde{Z}^{TE}] \quad (4.14)$$

$$\tilde{Z}_{xy} = \tilde{Z}_{yx} = \frac{\alpha\beta}{\alpha^2 + \beta^2} [\tilde{Z}^{TM} - \tilde{Z}^{TE}] \quad (4.15)$$

$$\tilde{Z}_{yy} = \frac{1}{\alpha^2 + \beta^2} [\beta^2 \tilde{Z}^{TM} + \alpha^2 \tilde{Z}^{TE}] \quad (4.16)$$

4.3 – Determinação das componentes da Função Diádica de Green

As componentes da função diádica de Green são determinadas após a obtenção das expressões para as impedâncias equivalentes ($\tilde{Z}^{TM,TE}$), através de circuitos equivalentes para os modos TE e TM. A admitância de entrada destes circuitos pode ser obtida por meio do uso da teoria das linhas de transmissão [3] onde:

$$Y_{in} = Y_0 \frac{Y_0 + Y_L \text{coth}(\gamma h)}{Y_L + Y_0 \text{coth}(\gamma h)} \quad (4.17)$$

sendo Y_0 a admitância característica da linha, Y_{in} a admitância de entrada, Y_L a admitância da carga, γ a constante de propagação, h a espessura do substrato.

As impedâncias equivalentes para os modos TE e TM são dadas por:

$$\tilde{Z}^{TM,TE} = \frac{1}{Y_+^{e,h} + Y_-^{e,h}} \quad (4.18)$$

onde Y_+ e Y_- representam as admitâncias de entrada olhando para cima e para baixo (Figura 4.3) a partir da fonte de corrente, respectivamente. O sobrescrito e corresponde aos modos TM, e o sobrescrito h corresponde aos modos TE.

Quando os campos espalhados são calculados a uma distância h , da fonte de corrente, ilustrada na Figura 4.2, faz-se necessária uma modificação na equação (4.18). Para transferir a impedância para a distância h , é necessário multiplicar a equação (4.18) pelo fator [3]:

$$Y_{\text{Transf.}} = \frac{Y_0}{Y_0 \cos(\gamma h) + Y_L \sin(\gamma h)} \quad (4.19)$$

Logo,

$$\tilde{Z}^{TM,TE} = \frac{1}{Y_+^{e,h} + Y_-^{e,h}} Y_{\text{Transf.}}^{e,h} \quad (4.20)$$

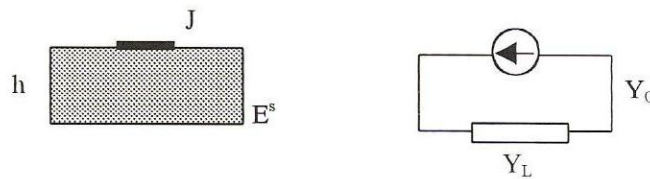


Fig. 4.2 – Relação entre a corrente e o campo espalhado para posições diferentes em z .

Para um material anisotrópico dielétrico uniaxial, com eixo óptico na direção z , a permissividade elétrica é definida por um tensor [1]:

$$\bar{\bar{\epsilon}} = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad (4.21)$$

As admitâncias características do meio para os modos TE e TM, considerando-se materiais anisotrópicos, são definidas como [3]:

$$Y_{0i}^{TE} = \frac{\gamma_{hi}}{j\omega\mu_0}, \quad i = 1, 2, 3 \quad (4.22)$$

$$Y_{0i}^{TM} = \frac{j\omega\epsilon_0\epsilon_{ixx}}{\gamma_{ei}} \quad i = 1, 2, 3 \quad (4.23)$$

onde

$$\gamma_{e,h1} = \gamma_{e,h3} = \gamma_0 \quad (4.24)$$

$$\gamma_{e,h2} = \gamma_{e,h} \quad (4.25)$$

$$\epsilon_1 = \epsilon_3 = \epsilon_0 \quad (4.26)$$

$$\epsilon_2 = \bar{\bar{\epsilon}} = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{bmatrix} \cdot \epsilon_0 \quad (4.27)$$

e

$$\gamma_e = \sqrt{\frac{\epsilon_{xx}}{\epsilon_{zz}} (\alpha_{mn}^2 + \beta_{mn}^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_{zz})} \quad (4.28)$$

$$\gamma_h = \sqrt{\alpha_{mn}^2 + \beta_{mn}^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_{xx}} \quad (4.29)$$

Considerando-se a estrutura analisada, ilustrada na Figura 4.3(a) e resolvendo o circuito equivalente para os modos TM e TE, mostrado na Figura 4.3(b), tem-se que os campos espalhados no topo da estrutura são dados por:

$$\begin{bmatrix} \tilde{\mathbf{E}}_{xt}^s \\ \tilde{\mathbf{E}}_{yt}^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{Z}_{xxt} & \tilde{Z}_{xyt} \\ \tilde{Z}_{yxt} & \tilde{Z}_{yyt} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \tilde{\mathbf{J}}_x \\ \tilde{\mathbf{J}}_y \end{bmatrix} \quad (4.30)$$

onde \tilde{Z}_{xxt} , \tilde{Z}_{xyt} , \tilde{Z}_{yxt} e \tilde{Z}_{yyt} foram definidas em (4.14) a (4.16).

As admitâncias características definidas em (4.22) e (4.23) podem ser escritas como:

$$Y_+^e = Y_{01}^{TM} \quad (4.31)$$

$$Y_+^h = Y_{01}^{TE} \quad (4.32)$$

Portanto, usando-se a teoria das linhas de transmissão, através de (4.17), obtém-se de acordo com o campo espalhado na estrutura que:

$$Y_-^e = Y_{02}^{TM} \frac{Y_{02}^{TM} + Y_{03}^{TM} \coth(\gamma_e h)}{Y_{03}^{TM} + Y_{02}^{TM} \coth(\gamma_e h)} \quad (4.33)$$

$$Y_-^h = Y_{02}^{TE} \frac{Y_{02}^{TE} + Y_{03}^{TE} \coth(\gamma_h h)}{Y_{03}^{TE} + Y_{02}^{TE} \coth(\gamma_h h)} \quad (4.34)$$

onde Y_-^e e Y_-^h são, respectivamente, as admitâncias na base da estrutura para o modo TM e TE.

Substituindo-se (4.31) a (4.34) na equação (4.18), determinam-se as componentes da função diádica de Green para o meio 1:

$$\tilde{Z}_t^{TM} = \frac{\gamma_0 \gamma_e [\gamma_e + \epsilon_{xx} \gamma_0 \coth(\gamma_e h)]}{j\omega \epsilon_0 [\epsilon_{xx}^2 \gamma_0^2 + \gamma_e^2 + 2\epsilon_{xx} \gamma_0 \gamma_e \coth(\gamma_e h)]} \quad (4.35)$$

$$\tilde{Z}_t^{TE} = \frac{j\omega \mu_0 [\gamma_0 + \gamma_h \coth(\gamma_h h)]}{\gamma_h^2 + 2\gamma_0 \gamma_h \coth(\gamma_h h) + \gamma_0^2} \quad (4.36)$$

Os campos espalhados na base da estrutura são dados por:

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_{xb}^s \\ \tilde{E}_{yb}^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{Z}_{xxb} & \tilde{Z}_{xyb} \\ \tilde{Z}_{yxb} & \tilde{Z}_{yyb} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix} \quad (4.37)$$

A expressão para a admitância de transferência, $Y_{Transf.}$ para a estrutura da Fig. 4.3, é obtida de (4.19) como:

$$Y_{Transf.}^{e,h} = \frac{Y_{02}}{Y_{02} \cos(\gamma_{e,h} h) + Y_{03} \sin(\gamma_{e,h} h)} \quad (4.38)$$

As admitâncias Y_+^e, Y_+^h, Y_-^e e Y_-^h são obtidas das equações (4.31) a (4.34).

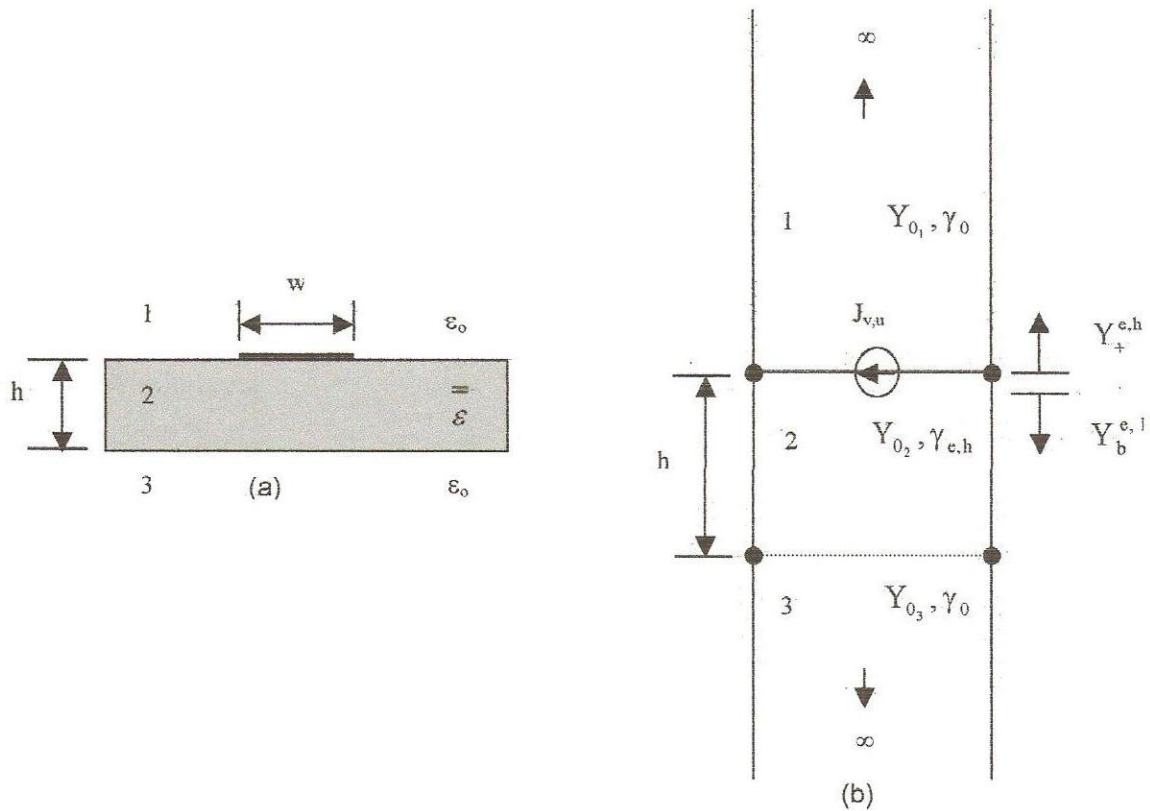


Fig. 4.3 - (a) Seção transversal de uma FSS com patch retangular condutor sobre uma camada dielétrica anisotrópica (b) Circuito equivalente para os modos TM e TE.

4.4 – Determinação dos Campos Incidentes para os modos TE e TM

Para completar a formulação, é necessário que sejam determinados os campos incidentes. Para tal propósito, as expressões dos campos para os modos TE e TM são obtidas fazendo-se o uso do potencial incidente na direção-z, Ψ na Figura 4.4. O campo incidente é calculado na presença de estruturas dielétricas, porém com a remoção de todos os *patches* condutores. Uma configuração geral é mostrada na Fig. 4.4.

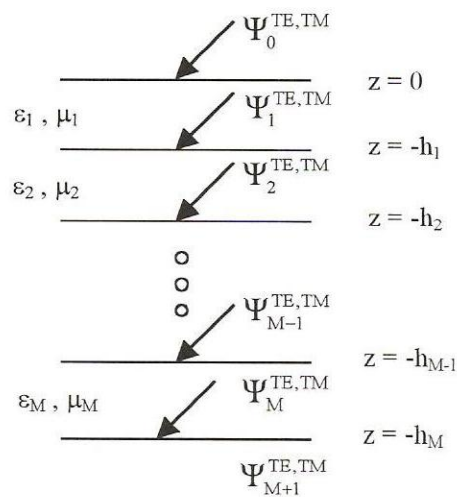


Fig. 4.4 – Potenciais incidentes.

O potencial de cada região na Fig. 4.4 é definido como:

$$\Psi_0^{TE, TM} = e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} e^{\gamma_0 z} + \text{Re} e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} e^{-\gamma_0 z} \quad (4.39)$$

$$\Psi_1^{TE, TM} = e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} (C_{11} \cosh(\gamma_1 z) + C_{12} \sinh(\gamma_1 z)) \quad (4.40)$$

$$\Psi_M^{TE, TM} = e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} (C_{M1} \cosh(\gamma_M z) + C_{M2} \sinh(\gamma_M z)) \quad (4.41)$$

$$\Psi_{M+1}^{TE, TM} = T e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} e^{\gamma_0 z} \quad (4.42)$$

onde α_0 e β_0 são obtidos quando $m = n = 0$ nas equações (3.7) e (3.8). A equação (4.41) é modificada de maneira que satisfaça às condições de contorno do campo elétrico tangencial em um condutor, de maneira que:

Modos TE:
$$\Psi_M^{TE} = e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} [C_{M2} \sinh \gamma_M (z + h_M)] \quad (4.43)$$

Modos TM:
$$\Psi_M^{TM} = e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} [C_{M2} \cosh \gamma_M (z + h_M)] \quad (4.44)$$

Para impor a continuidade dos campos elétrico e magnético tangenciais nas interfaces dielétricas, usa-se a seguinte formulação [18]:

- Modos TE:

$$E_x^i = -\frac{\partial \Psi_{i-1}^{TE}}{\partial y} \quad (4.45)$$

$$E_y^i = \frac{\partial \Psi_{i-1}^{TE}}{\partial x} \quad (4.46)$$

$$H_x^i = \frac{1}{j\omega\mu_0} \frac{\partial^2 \Psi_{i-1}^{TE}}{\partial x \partial z} \quad (4.47)$$

$$H_y^i = \frac{1}{j\omega\mu_0} \frac{\partial^2 \Psi_{i-1}^{TE}}{\partial y \partial z} \quad (4.48)$$

- Modos TM:

$$E_x^i = \frac{1}{j\omega\epsilon_{ixx}\epsilon_0} \frac{\partial^2 \Psi_{i-1}^{TM}}{\partial x \partial z} \quad (4.49)$$

$$E_y^i = \frac{1}{j\omega\epsilon_{ixx}\epsilon_0} \frac{\partial^2 \Psi_{i-1}^{TM}}{\partial y \partial z} \quad (4.50)$$

$$H_x^i = \frac{\partial \Psi_{i-1}^{TM}}{\partial y} \quad (4.51)$$

$$H_y^i = -\frac{\partial \Psi_{i-1}^{TM}}{\partial x} \quad (4.52)$$

Considerando-se a estrutura analisada (Figura 4.5), os potenciais incidentes necessários para calcular os campos são dados por:

$$\Psi_0^{\text{TE, TM}} = e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} e^{\gamma_0 z} + \text{Re} e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} e^{-\gamma_0 z} \quad (4.53)$$

$$\Psi_1^{\text{TE, TM}} = e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} (C_{11} \cosh(\gamma_{h,e} z) + C_{12} \sinh(\gamma_{h,e} z)) \quad (4.54)$$

$$\Psi_2^{\text{TE, TM}} = T e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} e^{\gamma_0 z} \quad (4.55)$$

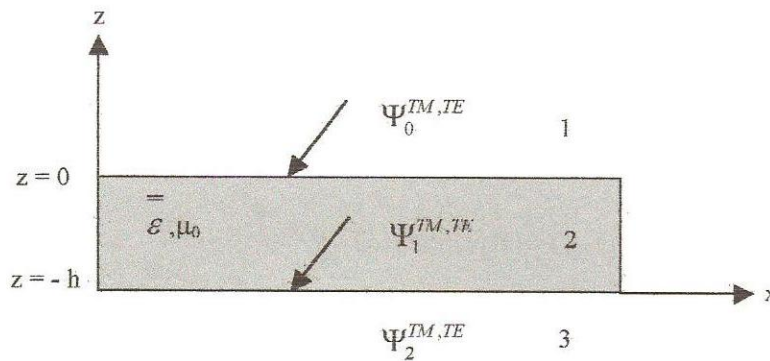


Fig. 4.5 – Potenciais incidentes no *patch* condutor, sem o plano de terra, sobre uma camada dielétrica anisotrópica.

O próximo passo será a determinação das constantes desconhecidas R, C₁₁, C₁₂ e T para que se possa encontrar os potenciais incidentes e, conseqüentemente, os campos. Fazendo-se algumas manipulações matemáticas nas equações (4.45) a (4.55) e impondo-se as condições de contorno, obtém-se para os modos TE, para a estrutura apresentada na Figura 4.5, que:

- Para z = 0:

$$E_x^1 = -\frac{\partial \Psi_0^{\text{TE}}}{\partial y} = -j\beta_0 (1 + R) e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} \quad (4.56)$$

$$E_x^2 = -\frac{\partial \Psi_1^{\text{TE}}}{\partial y} = -j\beta_0 C_{11} e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} \quad (4.57)$$

$$H_x^1 = \frac{1}{j\omega\mu_0} \frac{\partial^2 \Psi_0^{\text{TE}}}{\partial x \partial z} = \frac{\alpha_0 \gamma_0}{\omega\mu_0} e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} (1 - R) \quad (4.58)$$

$$H_x^2 = \frac{1}{j\omega\mu_0} \frac{\partial^2 \Psi_1^{TE}}{\partial x \partial z} = \frac{\alpha_0 \gamma_h}{\omega\mu_0} e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} C_{12} \quad (4.59)$$

• Para $z = -h$:

$$E_x^2 = -j\beta_0 [C_{11} \cosh(\gamma_h h) - C_{12} \sinh(\gamma_h h)] e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} \quad (4.60)$$

$$E_x^3 = -\frac{\partial \Psi_2^{TE}}{\partial y} = -j\beta_0 T e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} e^{-\gamma_0 h} \quad (4.61)$$

$$H_x^2 = \frac{\alpha_0 \gamma_h}{\omega\mu_0} e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} [-C_{11} \sinh(\gamma_h h) + C_{12} \cosh(\gamma_h h)] \quad (4.62)$$

$$H_x^3 = \frac{1}{j\omega\mu_0} \frac{\partial^2 \Psi_2^{TE}}{\partial x \partial z} = \frac{\alpha_0 \gamma_0}{\omega\mu_0} T e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} e^{-\gamma_0 h} \quad (4.63)$$

Aplicando-se as condições de continuidade dos campos incidentes, obtém-se:

Para $z = 0$:

$$E_x^1 = E_x^2 \Rightarrow C_{11} = 1 + R \quad (4.64)$$

$$H_x^1 = H_x^2 \Rightarrow C_{12} = \frac{\gamma_0}{\gamma_h} (1 - R) \quad (4.65)$$

Para $z = -h$:

$$E_x^2 = E_x^3 \Rightarrow T = [C_{11} \cosh(\gamma_h h) - C_{12} \sinh(\gamma_h h)] e^{\gamma_0 h} \quad (4.66)$$

$$H_x^2 = H_x^3 \Rightarrow T = \frac{\gamma_h}{\gamma_0} [C_{12} \cosh(\gamma_h h) - C_{11} \sinh(\gamma_h h)] e^{\gamma_0 h} \quad (4.67)$$

Substituindo-se a equação (4.66) em (4.67), obtém-se:

$$C_{11} \left[\cosh(\gamma_h h) + \frac{\gamma_h}{\gamma_0} \sinh(\gamma_h h) \right] = C_{12} \left[\sinh(\gamma_h h) + \frac{\gamma_h}{\gamma_0} \cosh(\gamma_h h) \right] \quad (4.68)$$

Substituindo-se (4.64) e (4.65) em (4.68), obtém-se:

$$(1 + R) \left[\cosh(\gamma_h h) + \frac{\gamma_h}{\gamma_0} \sinh(\gamma_h h) \right] = \frac{\gamma_0}{\gamma_h} (1 - R) \left[\sinh(\gamma_h h) + \frac{\gamma_h}{\gamma_0} \cosh(\gamma_h h) \right] \quad (4.69)$$

Solucionando-se a equação (4.69), obtém-se

$$R = \frac{\gamma_0^2 - \gamma_h^2}{\gamma_0^2 + \gamma_h^2 + 2\gamma_0\gamma_h \coth(\gamma_h h)} \quad (4.70)$$

Substituindo-se (4.70) em (4.64) e (4.65), obtém-se:

$$C_{11} = 2\gamma_0 \frac{\gamma_0 + \gamma_h \coth(\gamma_h h)}{\gamma_0^2 + \gamma_h^2 + 2\gamma_0\gamma_h \coth(\gamma_h h)} \quad (4.71)$$

$$C_{12} = 2\gamma_0 \frac{\gamma_h + \gamma_0 \coth(\gamma_h h)}{\gamma_0^2 + \gamma_h^2 + 2\gamma_0\gamma_h \coth(\gamma_h h)} \quad (4.72)$$

Substituindo-se (4.71) e (4.72) em (4.67), obtém-se

$$T = \frac{2\gamma_0\gamma_h / \sinh(\gamma_h h)}{\gamma_0^2 + \gamma_h^2 + 2\gamma_0\gamma_h \coth(\gamma_h h)} e^{\gamma_0 h} \quad (4.73)$$

Após a determinação dos potenciais incidentes, os campos incidentes podem facilmente ser determinados através da substituição de tais potenciais nas equações (4.45) a (4.48), obtendo-se para os modos TE.

- Para $z = 0$:

$$E_x^{inc} = -j2\beta_0\gamma_0 \frac{\gamma_0 + \gamma_h \coth(\gamma_h h)}{\gamma_0^2 + \gamma_h^2 + 2\gamma_0\gamma_h \coth(\gamma_h h)} e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} \quad (4.74)$$

$$E_y^{inc} = j2\alpha_0\gamma_0 \frac{\gamma_0 + \gamma_h \coth(\gamma_h h)}{\gamma_0^2 + \gamma_h^2 + 2\gamma_0\gamma_h \coth(\gamma_h h)} e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} \quad (4.75)$$

$$H_x^{inc} = 2\gamma_0 \frac{\alpha_0\gamma_h}{\omega\mu_0} \frac{\gamma_h + \gamma_0 \coth(\gamma_h h)}{\gamma_0^2 + \gamma_h^2 + 2\gamma_0\gamma_h \coth(\gamma_h h)} e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} \quad (4.76)$$

$$H_y^{\text{inc}} = 2\gamma_0 \frac{\beta_0 \gamma_h}{\omega \mu_0} \frac{\gamma_h + \gamma_0 \coth(\gamma_h h)}{\gamma_0^2 + \gamma_h^2 + 2\gamma_0 \gamma_h \coth(\gamma_h h)} e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} \quad (4.77)$$

De maneira análoga, serão deduzidas as equações para os campos incidentes dos modos TM para a estrutura analisada (Figura 4.5). A partir das equações (4.54) e (4.55) e impondo-se as condições de continuidade dos campos incidentes, serão determinados os coeficientes desconhecidos R, C₁₁, C₁₂ e T para os modos TM e, conseqüentemente, os campos incidentes para estes modos.

- Para z = 0:

$$E_x^1 = \frac{1}{j\omega \epsilon_0} \frac{\partial^2 \Psi_0^{\text{TM}}}{\partial x \partial z} = \frac{\alpha_0 \gamma_0}{\omega \epsilon_0} (1-R) e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} \quad (4.78)$$

$$E_x^2 = \frac{1}{j\omega \epsilon_0 \epsilon_{xx}} \frac{\partial^2 \Psi_1^{\text{TM}}}{\partial x \partial z} = \frac{\alpha_0 \gamma_e}{\omega \epsilon_0 \epsilon_{xx}} C_{12} e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} \quad (4.79)$$

$$H_x^1 = \frac{\partial \Psi_0^{\text{TM}}}{\partial y} = j\beta_0 (1+R) e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} \quad (4.80)$$

$$H_x^2 = \frac{\partial \Psi_1^{\text{TM}}}{\partial y} = j\beta_0 C_{11} e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} \quad (4.81)$$

- Para z = -h:

$$E_x^2 = \frac{\alpha_0 \gamma_e}{\omega \epsilon_0 \epsilon_{xx}} [C_{12} \cosh(\gamma_e h) - C_{11} \sinh(\gamma_e h)] e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} \quad (4.82)$$

$$E_x^3 = \frac{1}{j\omega \epsilon_0} \frac{\partial^2 \Psi_2^{\text{TM}}}{\partial x \partial z} = \frac{\alpha_0 \gamma_0}{\omega \epsilon_0} T e^{-\gamma_0 h} e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} \quad (4.83)$$

$$H_x^2 = j\beta_0 [C_{11} \cosh(\gamma_e h) - C_{12} \sinh(\gamma_e h)] e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} \quad (4.84)$$

$$H_x^3 = \frac{\partial \Psi_2^{\text{TM}}}{\partial y} = j\beta_0 T e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} e^{-\gamma_0 h} \quad (4.85)$$

Aplicando-se as condições de continuidade dos campos incidentes, obtém-se:

Para $z = 0$:

$$E_x^1 = E_x^2 \Rightarrow C_{12} = \frac{\varepsilon_{xx}\gamma_0}{\gamma_e}(1-R) \quad (4.86)$$

$$H_x^1 = H_x^2 \Rightarrow C_{11} = 1+R \quad (4.87)$$

Para $z = -h$:

$$E_x^2 = E_x^3 \Rightarrow T = \frac{\gamma_e}{\varepsilon_{xx}\gamma_0} [C_{12} \cosh(\gamma_e h) - C_{11} \sinh(\gamma_e h)] e^{\gamma_0 h} \quad (4.88)$$

$$H_x^2 = H_x^3 \Rightarrow T = [C_{11} \cosh(\gamma_e h) - C_{12} \sinh(\gamma_e h)] e^{\gamma_0 h} \quad (4.89)$$

Comparando-se (4.88) e (4.89), obtém-se:

$$C_{11} \left[\cosh(\gamma_e h) + \frac{\gamma_e}{\varepsilon_{xx}\gamma_0} \sinh(\gamma_e h) \right] = C_{12} \left[\sinh(\gamma_e h) + \frac{\gamma_e}{\varepsilon_{xx}\gamma_0} \cosh(\gamma_e h) \right] \quad (4.90)$$

Substituindo-se (4.86) e (4.87) em (4.90), obtém-se:

$$R = \frac{\varepsilon_{xx}^2 \gamma_0^2 - \gamma_e^2}{\gamma_e^2 + \varepsilon_{xx}^2 \gamma_0^2 + 2\varepsilon_{xx} \gamma_0 \gamma_e \coth(\gamma_e h)} \quad (4.91)$$

Substituindo-se (4.91) em (4.86) e (4.87), obtém-se:

$$C_{11} = 2\gamma_0 \varepsilon_{xx} \frac{\varepsilon_{xx} \gamma_0 + \gamma_e \coth(\gamma_e h)}{\gamma_e^2 + \varepsilon_{xx}^2 \gamma_0^2 + 2\varepsilon_{xx} \gamma_0 \gamma_e \coth(\gamma_e h)} \quad (4.92)$$

$$C_{12} = 2\gamma_0 \varepsilon_{xx} \frac{\gamma_e + \varepsilon_{xx} \gamma_0 \coth(\gamma_e h)}{\gamma_e^2 + \varepsilon_{xx}^2 \gamma_0^2 + 2\varepsilon_{xx} \gamma_0 \gamma_e \coth(\gamma_e h)} \quad (4.93)$$

Substituindo-se (4.92) e (4.93) em (4.89), obtém-se:

$$T = 2\gamma_0 \varepsilon_{xx} \frac{\gamma_e / \sinh(\gamma_e h)}{\gamma_e^2 + \varepsilon_{xx}^2 \gamma_0^2 + 2\varepsilon_{xx} \gamma_0 \gamma_e \coth(\gamma_e h)} e^{\gamma_0 h} \quad (4.94)$$

Os campos incidentes podem ser facilmente determinados a partir dos coeficientes desconhecidos, R, C₁₁, C₁₂ e T. Substituindo-se os potenciais incidentes nas equações (4.49) a (4.52), obtém-se os seguintes campos incidentes, para os modos TM:

- Para z = 0:

$$E_x^{inc} = 2\gamma_0 \frac{\alpha_0 \gamma_e}{\omega \epsilon_0} \frac{\gamma_e + \epsilon_{xx} \gamma_0 \coth(\gamma_e h)}{\gamma_e^2 + \epsilon_{xx}^2 \gamma_0^2 + 2\epsilon_{xx} \gamma_0 \gamma_e \coth(\gamma_e h)} e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} \quad (4.95)$$

$$E_y^{inc} = 2\gamma_0 \frac{\beta_0 \gamma_e}{\omega \epsilon_0} \frac{\gamma_e + \epsilon_{xx} \gamma_0 \coth(\gamma_e h)}{\gamma_e^2 + \epsilon_{xx}^2 \gamma_0^2 + 2\epsilon_{xx} \gamma_0 \gamma_e \coth(\gamma_e h)} e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} \quad (4.96)$$

$$H_x^{inc} = j2\beta_0 \gamma_0 \epsilon_{xx} \frac{\epsilon_{xx} \gamma_0 + \gamma_e \coth(\gamma_e h)}{\gamma_e^2 + \epsilon_{xx}^2 \gamma_0^2 + 2\epsilon_{xx} \gamma_0 \gamma_e \coth(\gamma_e h)} e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} \quad (4.97)$$

$$H_y^{inc} = -j2\alpha_0 \gamma_0 \epsilon_{xx} \frac{\epsilon_{xx} \gamma_0 + \gamma_e \coth(\gamma_e h)}{\gamma_e^2 + \epsilon_{xx}^2 \gamma_0^2 + 2\epsilon_{xx} \gamma_0 \gamma_e \coth(\gamma_e h)} e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} \quad (4.98)$$

4.5 – Conclusões

Neste capítulo, as componentes da função diádica de Green foram determinadas através do método da imitância. A formulação de tal método foi demonstrada.

Em seguida, foram deduzidas as equações dos campos incidentes das estruturas FSS para os modos TE e TM.

CAPÍTULO 5

DETERMINAÇÃO DOS PARÂMETROS DE TRANSMISSÃO E DE REFLEXÃO

5.1 – Introdução

Após a determinação dos campos incidentes e das componentes da função diádica de Green, os parâmetros de transmissão e reflexão das FSS podem ser calculados, pois dependem apenas do campo elétrico espalhado na estrutura.

5.2 – Determinação dos coeficientes de reflexão e de transmissão

Considere uma onda planar incidente com vetor potencial elétrico \vec{A} e magnético \vec{F} dados por:

$$\vec{A} = \hat{z}e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} e^{\gamma_0 z} \quad (5.1)$$

$$\vec{F} = \hat{z}e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} e^{\gamma_0 z} \quad (5.2)$$

onde $A_z = \psi^{\text{TM}}$ e $F_z = \psi^{\text{TE}}$ como definidos no Capítulo anterior.

O campo total espalhado em $z = 0$, pode ser escrito como a superposição das harmônicas de Floquet, que possuem a seguinte forma:

$$\vec{E}^s = \vec{E}_{00}^r e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} e^{-\gamma_0 z} + \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \vec{E}_{pq}^s e^{j\alpha_{pq} x} e^{j\beta_{pq} y} e^{-\gamma_{pq} z} \quad (5.3)$$

onde $\gamma_{pq} = \sqrt{\alpha_p^2 + \beta_q^2 - k_0^2}$

Uma outra forma de obter o campo espalhado é através de [3]

$$\vec{E}^s = -\nabla_x \vec{F}^s - j\omega\mu_0 \vec{A}^s + \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \nabla(\nabla \cdot \vec{A}^s) \quad (5.4)$$

onde os potenciais espalhados, para $z = 0$, são dados por:

$$\bar{A}^s = \hat{z} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} R_{pq}^{TM} \Psi_{pq} \quad (5.5)$$

$$\bar{F}^s = \hat{z} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} R_{pq}^{TE} \Psi_{pq} \quad (5.6)$$

Usando-se os potenciais vetoriais determinados nas equações (5.5) e (5.6), os campos espalhados nas direções x e y tomam a seguinte forma:

$$E_x^s = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \left(-j\beta_q R_{pq}^{TE} - \frac{\alpha_p \gamma_{pq}}{\omega \epsilon_0} R_{pq}^{TM} \right) \Psi_{pq} \quad (5.7)$$

$$E_y^s = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \left(j\alpha_q R_{pq}^{TE} - \frac{\beta_p \gamma_{pq}}{\omega \epsilon_0} R_{pq}^{TM} \right) \Psi_{pq} \quad (5.8)$$

Multiplicando-se as equações (5.3), (5.7) e (5.8) por Ψ_{mn}^* , onde o símbolo $*$ significa o complexo conjugado, e integrando-se na célula unitária, obtém-se:

$$\int_{\text{cel. unit.}} E_x^s \Psi_{mn}^* dS = \int_{\text{cel. unit.}} E_{x00}^r e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} e^{-\gamma_0 z} \Psi_{mn}^* dS + \int_{\text{cel. unit.}} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} E_{xpq}^s e^{j\alpha_p x} e^{j\beta_q y} e^{-\gamma_{pq} z} \Psi_{mn}^* dS \quad (5.9)$$

$$\int_{\text{cel. unit.}} E_y^s \Psi_{mn}^* dS = \int_{\text{cel. unit.}} E_{y00}^r e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} e^{-\gamma_0 z} \Psi_{mn}^* dS + \int_{\text{cel. unit.}} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} E_{ypq}^s e^{j\alpha_p x} e^{j\beta_q y} e^{-\gamma_{pq} z} \Psi_{mn}^* dS \quad (5.10)$$

$$\int_{\text{cel. unit.}} E_x^s \Psi_{mn}^* dS = \int_{\text{cel. unit.}} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \left(-j\beta_q R_{pq}^{TE} - \frac{\alpha_p \gamma_{pq}}{\omega \epsilon_0} R_{pq}^{TM} \right) \Psi_{pq} \Psi_{mn}^* dS \quad (5.11)$$

$$\int_{\text{cel. unit.}} E_y^s \Psi_{mn}^* dS = \int_{\text{cel. unit.}} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \left(j\alpha_q R_{pq}^{TE} - \frac{\beta_p \gamma_{pq}}{\omega \epsilon_0} R_{pq}^{TM} \right) \Psi_{pq} \Psi_{mn}^* dS \quad (5.12)$$

Note que o lado esquerdo das equações (5.9) a (5.12) são as transformadas de Fourier de E_x^s e E_y^s , respectivamente, calculadas para α_m e β_n . Devido à propriedade de ortogonalidade das harmônicas de Floquet, R_{mn}^{TE} e R_{mn}^{TM} podem ser escritos como:

$$R_{mn}^{TM} = \frac{-\left(\alpha_m \left(\tilde{E}_x^s(\alpha_m, \beta_n) + \tilde{E}_x^r \delta_{mn}\right) + \beta_n \left(\tilde{E}_y^s(\alpha_m, \beta_n) + \tilde{E}_y^r \delta_{mn}\right)\right)}{(\alpha_m^2 + \beta_n^2) \gamma_{mn} / \omega \epsilon_0} \quad (5.13)$$

$$R_{mn}^{TE} = \frac{j\left(\beta_n \left(\tilde{E}_x^s(\alpha_m, \beta_n) + \tilde{E}_x^r \delta_{mn}\right) - \alpha_m \left(\tilde{E}_y^s(\alpha_m, \beta_n) + \tilde{E}_y^r \delta_{mn}\right)\right)}{\alpha_m^2 + \beta_n^2} \quad (5.14)$$

Os termos dos campos refletidos são incluídos quando $m = n = 0$. De uma maneira análoga, o campo espalhado pode ser determinado, encontrando-se:

$$T_{mn}^{TE} = \frac{j\left(\beta_n \left(\tilde{E}_x^s(\alpha_m, \beta_n) + \tilde{E}_x^t \delta_{mn}\right) - \alpha_m \left(\tilde{E}_y^s(\alpha_m, \beta_n) + \tilde{E}_y^t \delta_{mn}\right)\right)}{\alpha_m^2 + \beta_n^2} \quad (5.15)$$

$$T_{mn}^{TM} = \frac{-\left(\alpha_m \left(\tilde{E}_x^s(\alpha_m, \beta_n) + \tilde{E}_x^t \delta_{mn}\right) + \beta_n \left(\tilde{E}_y^s(\alpha_m, \beta_n) + \tilde{E}_y^t \delta_{mn}\right)\right)}{(\alpha_m^2 + \beta_n^2) \gamma_{mn} / \omega \epsilon_0} \quad (5.16)$$

Para determinar os coeficientes de reflexão e de transmissão deve-se obter as equações das componentes dos campos refletido e transmitido. Nas equações (5.13) a (5.16) as componentes dos campos refletido e transmitido são dadas por [4]:

➤ Modos TE:

$$\tilde{E}_x^r = -j\beta_0 R \quad (5.17)$$

$$\tilde{E}_y^r = j\alpha_0 R \quad (5.18)$$

$$\tilde{E}_x^t = -j\beta_0 T e^{-\gamma_0 h_M} \quad (5.19)$$

$$\tilde{E}_y^t = j\alpha_0 T e^{-\gamma_0 h_M} \quad (5.20)$$

➤ Modos TM:

$$\tilde{E}_x^r = \frac{\alpha_0 \gamma_0}{\omega \epsilon_0} R \quad (5.21)$$

$$\tilde{E}_y^r = \frac{\beta_0 \gamma_0}{\omega \epsilon_0} R \quad (5.22)$$

$$\tilde{E}_x^t = \frac{\alpha_0 \gamma_0}{\omega \epsilon_0} T e^{-\gamma_0 h_M} \quad (5.23)$$

$$\tilde{E}_y^t = \frac{\beta_0 \gamma_0}{\omega \epsilon_0} T e^{-\gamma_0 h_M} \quad (5.24)$$

onde R e T foram obtidos no Capítulo 4.

As potências refletidas e transmitidas dos modos de propagação são obtidas tomando-se o valor quadrado absoluto dos coeficientes de reflexão e transmissão. Para verificar, a soma dos coeficientes de transmissão e reflexão é igual à unidade, ou seja, $|T|^2 + |R|^2 = 1$, desde que a potência incidente seja normalizada e que não haja perdas condutoras nem dielétricas [21-23].

Para as estruturas analisadas neste trabalho, os campos refletidos e transmitidos são dados por:

➤ Modos TE:

$$\tilde{E}_x^r = -j\beta_0 \frac{\gamma_0^2 - \gamma_h^2}{\gamma_0^2 + \gamma_h^2 + 2\gamma_0 \gamma_h \coth(\gamma_h h)} \quad (5.25)$$

$$\tilde{E}_y^r = j\alpha_0 \frac{\gamma_0^2 - \gamma_h^2}{\gamma_0^2 + \gamma_h^2 + 2\gamma_0 \gamma_h \coth(\gamma_h h)} \quad (5.26)$$

$$\tilde{E}_x^t = -j\beta_0 \frac{2\gamma_0 \gamma_h / \sinh(\gamma_h h)}{\gamma_0^2 + \gamma_h^2 + 2\gamma_0 \gamma_h \coth(\gamma_h h)} \quad (5.27)$$

$$\tilde{E}_y^t = j\alpha_0 \frac{2\gamma_0 \gamma_h / \sinh(\gamma_h h)}{\gamma_0^2 + \gamma_h^2 + 2\gamma_0 \gamma_h \coth(\gamma_h h)} \quad (5.28)$$

➤ Modos TM:

$$\tilde{E}_x^r = \frac{\alpha_0 \gamma_0}{\omega \epsilon_0} \frac{\epsilon_{xx}^2 \gamma_0^2 - \gamma_e^2}{\gamma_e^2 + \epsilon_{xx}^2 \gamma_0^2 + 2\epsilon_{xx} \gamma_0 \gamma_e \coth(\gamma_e h)} \quad (5.29)$$

$$\tilde{E}_y^r = \frac{\beta_0 \gamma_0}{\omega \epsilon_0} \frac{\epsilon_{xx}^2 \gamma_0^2 - \gamma_e^2}{\gamma_e^2 + \epsilon_{xx}^2 \gamma_0^2 + 2\epsilon_{xx} \gamma_0 \gamma_e \coth(\gamma_e h)} \quad (5.30)$$

$$\tilde{E}_x^t = \frac{\alpha_0 \gamma_0}{\omega \epsilon_0} 2\gamma_0 \epsilon_{xx} \frac{\gamma_e / \sinh(\gamma_e h)}{\gamma_e^2 + \epsilon_{xx}^2 \gamma_0^2 + 2\epsilon_{xx} \gamma_0 \gamma_e \coth(\gamma_e h)} \quad (5.31)$$

$$\tilde{E}_y^t = \frac{\beta_0 \gamma_0}{\omega \epsilon_0} 2\gamma_0 \epsilon_{xx} \frac{\gamma_e / \sinh(\gamma_e h)}{\gamma_e^2 + \epsilon_{xx}^2 \gamma_0^2 + 2\epsilon_{xx} \gamma_0 \gamma_e \coth(\gamma_e h)} \quad (5.32)$$

5.3 – Conclusões

Neste capítulo, foram determinados os parâmetros de reflexão e transmissão das estruturas de FSS com elementos do tipo *patch* retangular sobre uma camada dielétrica anisotrópica. Tais parâmetros são necessários para a determinação das características de transmissão e de reflexão.

CAPÍTULO 6

RESULTADOS NUMÉRICOS

6.1 – Introdução

Neste capítulo, são apresentados os resultados obtidos para a faixa de ondas milimétricas utilizando-se a análise dinâmica através do método da linha de transmissão equivalente em combinação com a técnica numérica de Galerkin. Após a solução analítica do problema, foram elaborados programas computacionais para os casos de FSS com diversos tipos de elementos. Estes programas computacionais foram desenvolvidos no ambiente MatLab [20].

6.2 – Resultados Numéricos

Nesta seção apresentaremos algumas curvas que serviram como caracterização das estruturas analisadas neste trabalho. As funções de base utilizadas foram listadas no capítulo 3 através das equações (3.17) – (3.21).

A Figura 6.1 apresenta curvas obtidas na faixa de frequências de ondas milimétricas para as características de reflexão no caso de FSS com elementos do tipo dipolo fino. Estas são traçadas para incidência TE e mostram a variação da potência refletida em função da frequência. As dimensões da estrutura analisada são: $w = 0,01$ cm, $L = 0,10$ cm, $h = 0,01$ cm e $t_x = t_y = 0,15$ cm. Note que à medida que a permissividade elétrica relativa do substrato se eleva, a frequência de ressonância e a largura de banda decrescem. A frequência de ressonância ocorre em $F = 133,5$ GHz e possui largura de banda igual a 18,5 GHz para o caso de $\epsilon_r = 2,2$ (PTFE), e apresenta ressonância em $F = 128,5$ GHz com largura de banda igual a 16,5 GHz para $\epsilon_r = 3,78$ (quartzo).

A Figura 6.2 mostra as características de reflexão para o caso de FSS com elementos do tipo *patch* retangular. Os resultados foram obtidos para os modos TE. As dimensões da estrutura são: $w = 0,04$ cm, $L = 0,08$ cm, $h = 0,01$ cm e $t_x = t_y = 0,15$ cm. Assim como ocorre para o dipolo fino, à medida que a permissividade elétrica relativa do substrato se eleva, a frequência de ressonância e a largura de banda decrescem. A frequência ressonante ocorre em $F = 198$ GHz e largura de banda igual a 84 GHz para o caso de $\epsilon_r = 2,2$ (PTFE), e ocorre ressonância em $F = 185$ GHz e largura de banda igual a 74 GHz para $\epsilon_r = 3,78$ (quartzo).

As Figuras 6.3 e 6.4 mostram as características de transmissão e reflexão de estruturas com dipolo fino e *patch* retangular, quando se utiliza substratos anisotrópicos. Para esses casos utilizou-se o PBN ($\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = 3,4$; $\epsilon_{zz} = 5,12$). Para o dipolo fino, a ressonância ocorreu em $F = 128$ GHz, apresentando largura de banda de aproximadamente 17 GHz. Para o *patch* retangular, a ressonância ocorreu em $F = 186$ GHz e largura de banda igual a 76 GHz. Note, de acordo com as curvas, que as estruturas apresentam características de um filtro rejeita-faixa.

As Figuras 6.5 e 6.6 mostram a variação no comportamento da estrutura na presença de diferentes espessuras para os substratos dielétricos. É observado que, tanto para o caso com elementos do tipo dipolo fino quanto para o caso de *patch* retangular, à medida que a espessura do substrato aumenta, a frequência de ressonância diminui, observando-se também uma diminuição na largura de banda.

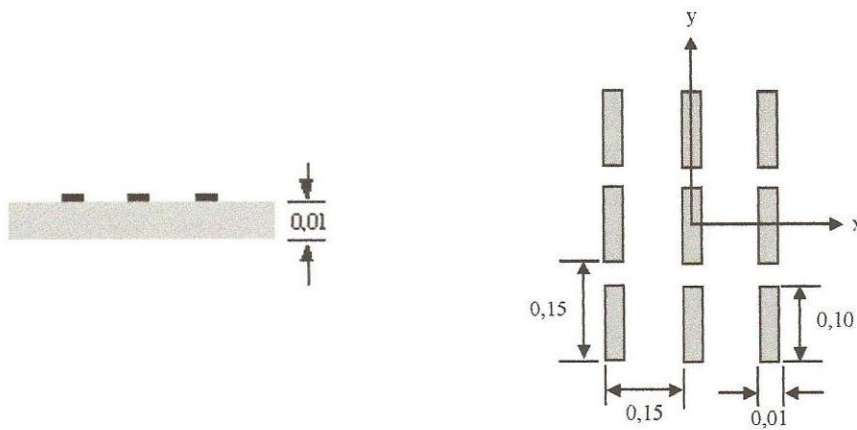
As Figuras 6.7 e 6.8 apresentam curvas de convergência para os casos de diferentes números de termos espectrais (M e N) e número de funções de base utilizadas, respectivamente. Observa-se a importância do número de termos espectrais utilizados. Note que a frequência de ressonância e a largura de banda convergem para os casos de $M = N = 8$ e $M = N = 10$, o que mostra a importância do número de termos a serem utilizados para se calcular as características da estrutura.

A Figura 6.9 mostra o comportamento da frequência ressonante em função da razão de anisotropia ($\eta = \sqrt{\epsilon_z/\epsilon_x}$). Note que os resultados obtidos para $\eta = 1$ são válidos para os casos de FSS sobre substratos dielétricos isotrópicos. A ressonância varia de acordo com a anisotropia, portanto essa característica do substrato dielétrico não pode ser omitida na análise das estruturas.

A Figura 6.10 ilustra o comportamento de estruturas de FSS com elementos do tipo dipolo cruzado. São feitas comparações entre os resultados obtidos neste trabalho com os resultados obtidos em [24]. É observado que os resultados concordaram com a literatura, o que indica a aplicabilidade do método utilizado na análise.

6.3 – Conclusões

Neste capítulo foram apresentadas curvas que mostram as características de transmissão e reflexão das estruturas de FSS com elementos do tipo dipolo fino, *patch* retangular e dipolo cruzado para a faixa de frequências de ondas milimétricas. Foram realizadas comparações entre os resultados obtidos neste trabalho e os existentes na literatura, dando uma boa concordância entre os mesmos, indicando assim, a aplicabilidade do método utilizado.



Todas as dimensões estão em centímetros

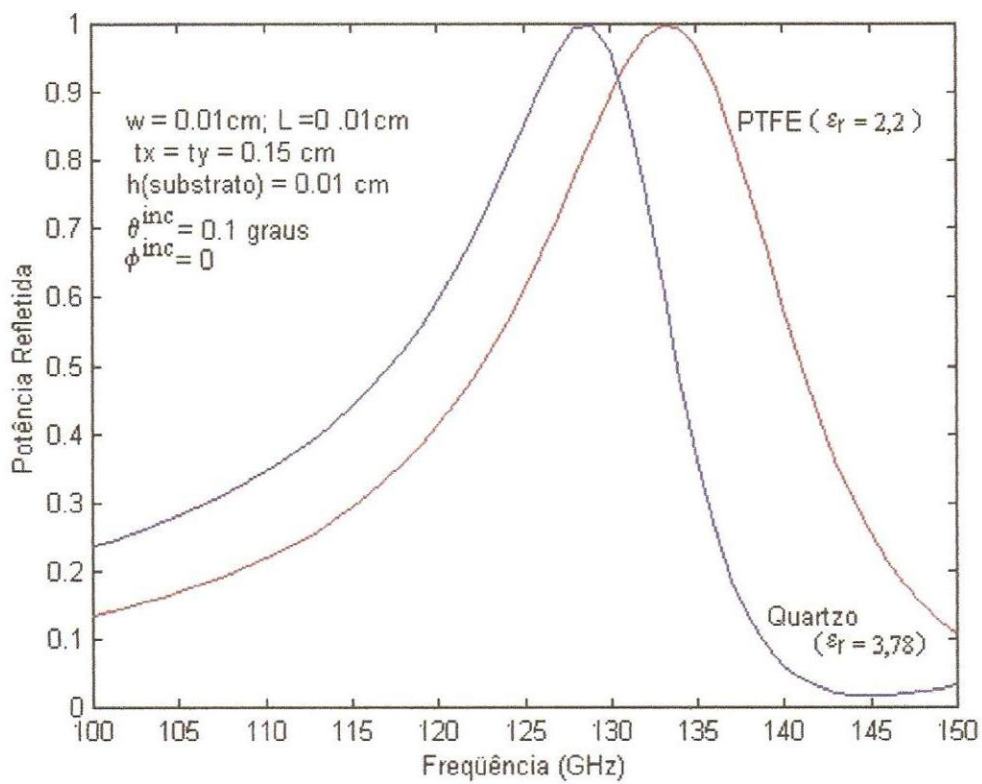
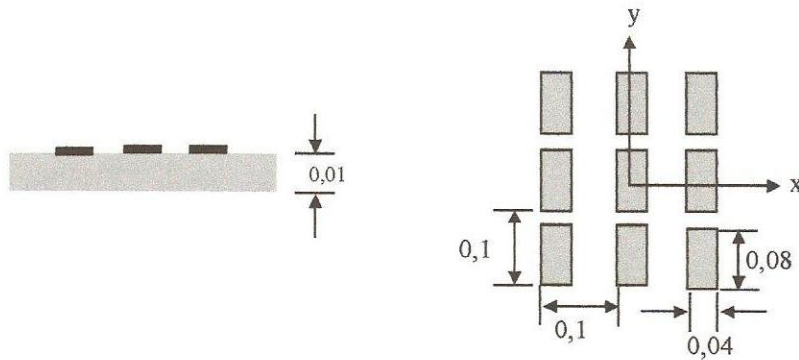


Fig. 6.1: Potência refletida em função da frequência para uma FSS com elementos do tipo dipolo fino sobre substratos dielétricos isotrópicos.



Todas as dimensões estão em centímetros

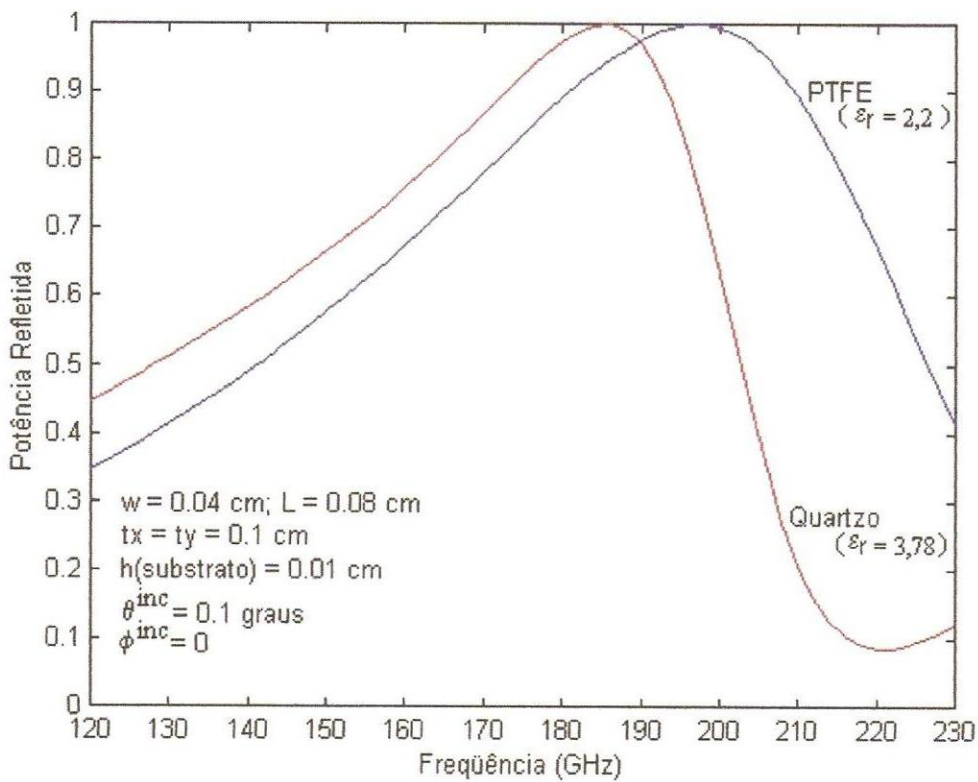
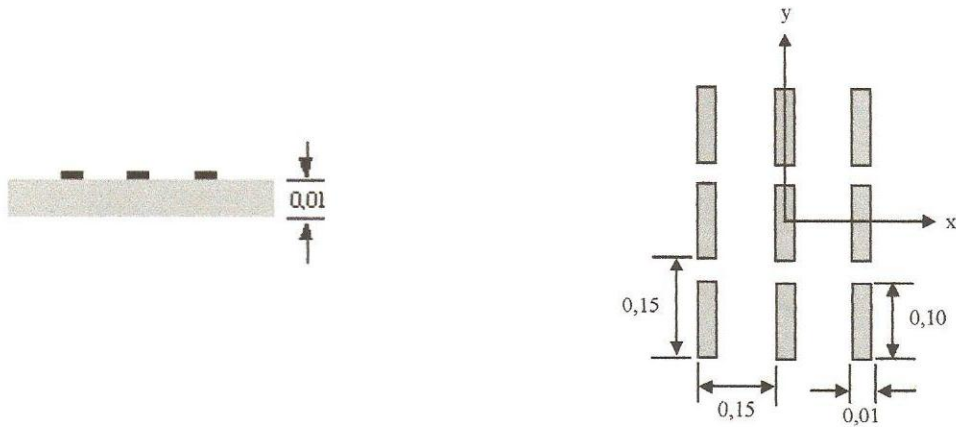


Fig. 6.2: Potência refletida em função da frequência para uma FSS com elementos do tipo *patch* retangular sobre substratos dielétricos isotrópicos.



Todas as dimensões estão em centímetros

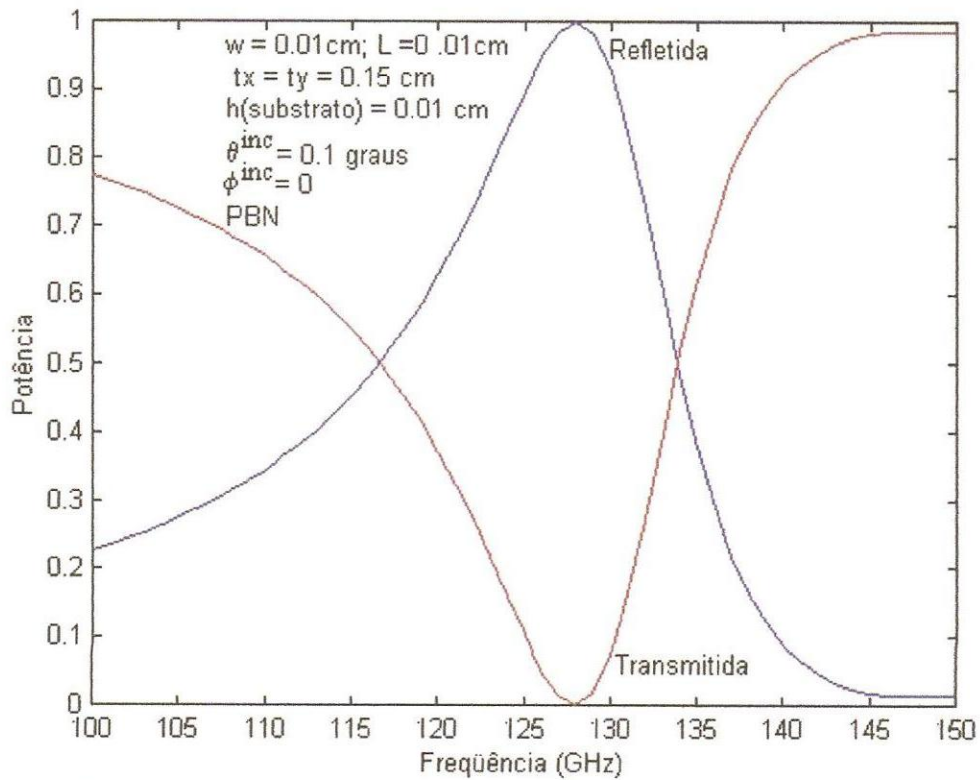
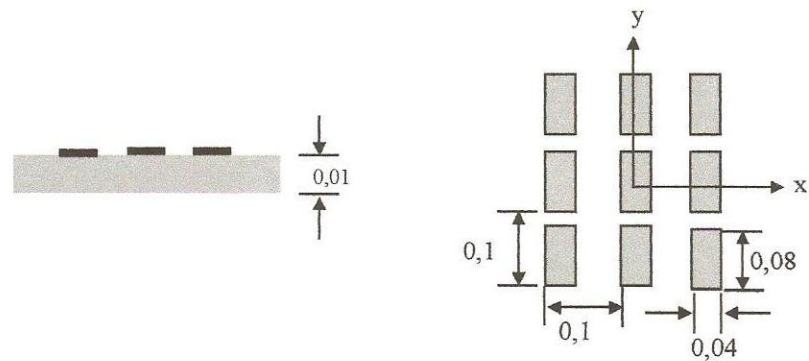


Fig. 6.3: Potência transmitida e refletida em função da frequência para uma FSS com elementos do tipo dipolo fino sobre uma camada dielétrica anisotrópica.



Todas as dimensões estão em centímetros

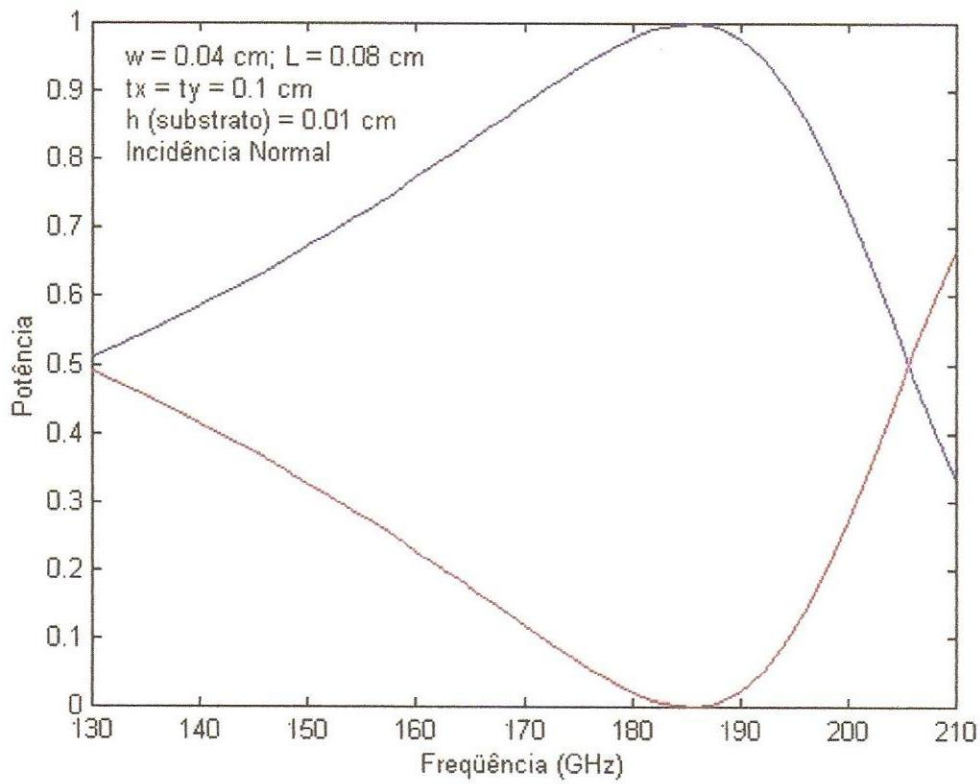
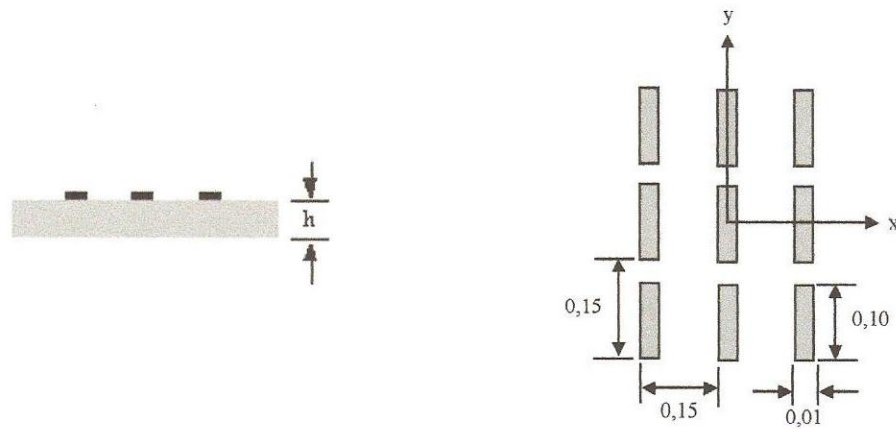


Fig. 6.4: Potência transmitida e refletida em função da frequência para uma FSS com elementos do tipo *patch* retangular sobre uma camada dielétrica anisotrópica.



Todas as dimensões estão em centímetros

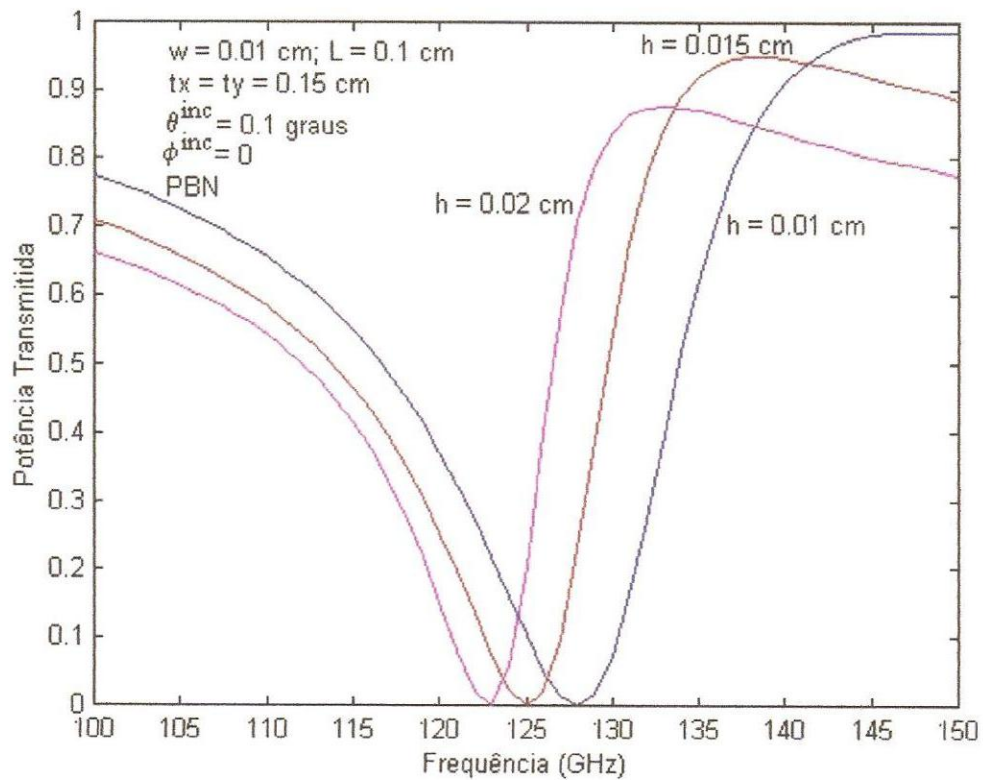
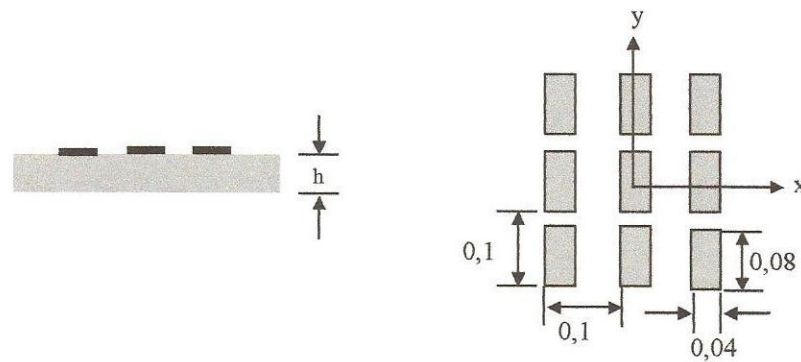


Fig. 6.5: Potência transmitida em função da frequência para uma FSS com elementos do tipo dipolo fino sobre uma camada dielétrica anisotrópica para diferentes espessuras do substrato.



Todas as dimensões estão em centímetros

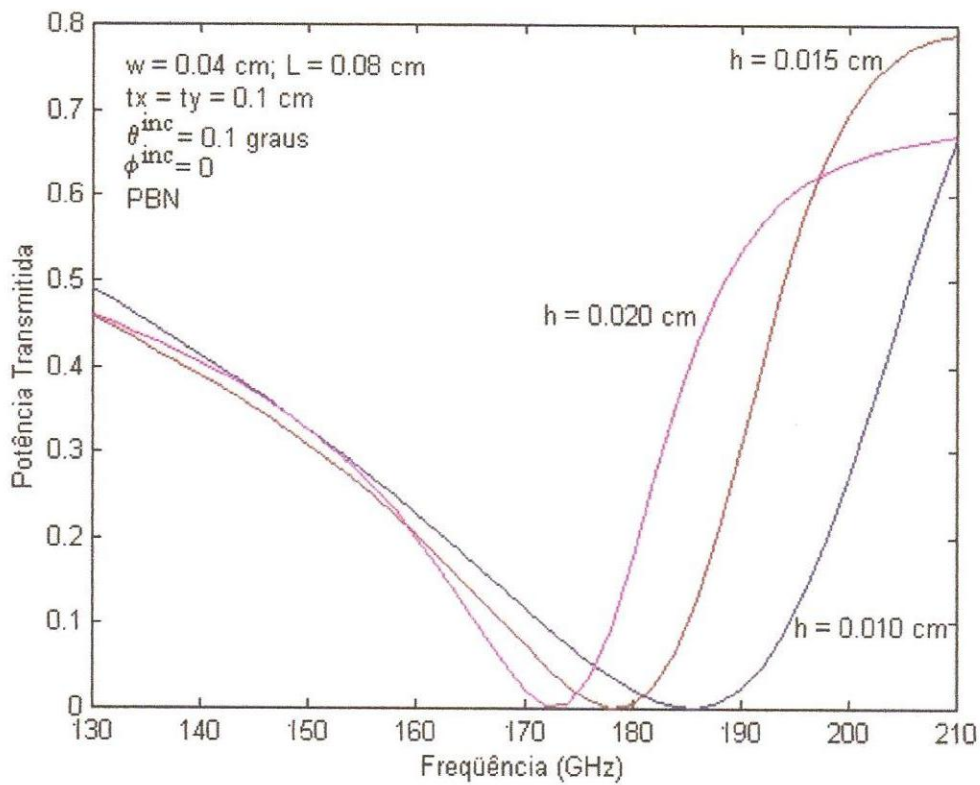
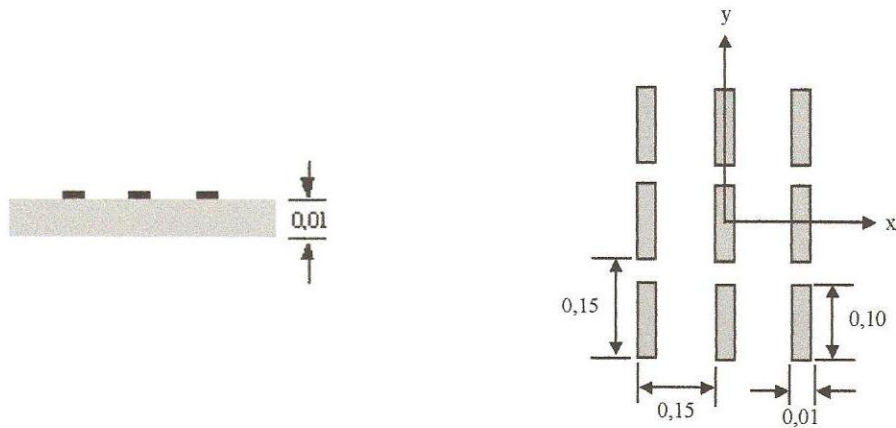


Fig. 6.6: Potência transmitida em função da frequência para uma FSS com elementos do tipo *patch* retangular sobre uma camada dielétrica anisotrópica para diferentes espessuras do substrato.



Todas as dimensões estão em centímetros

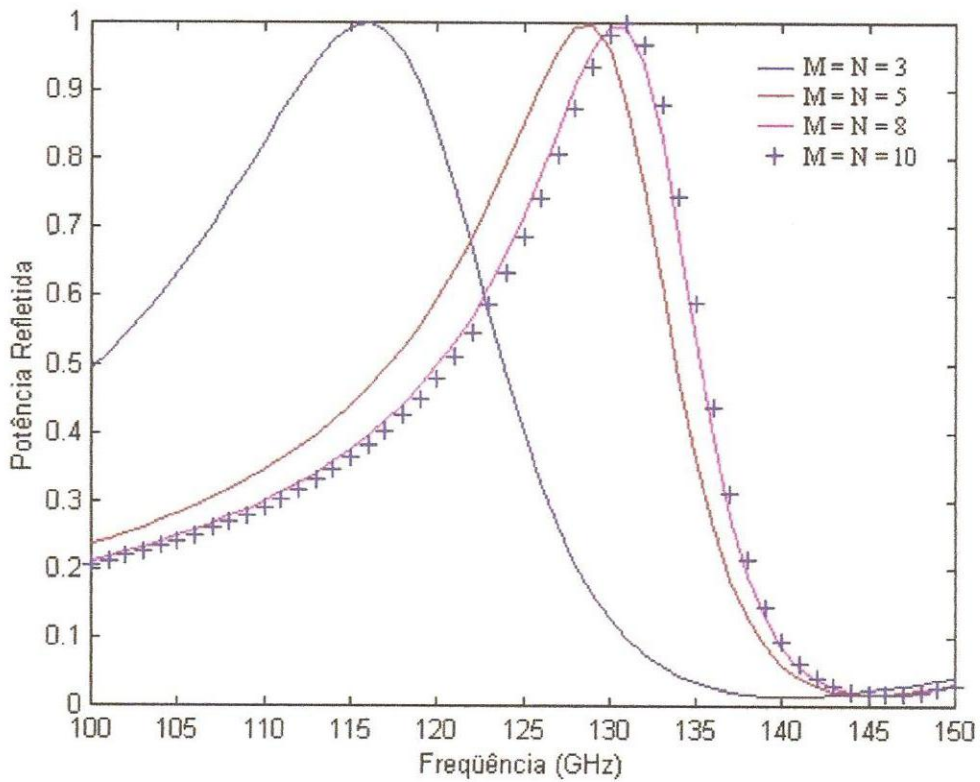
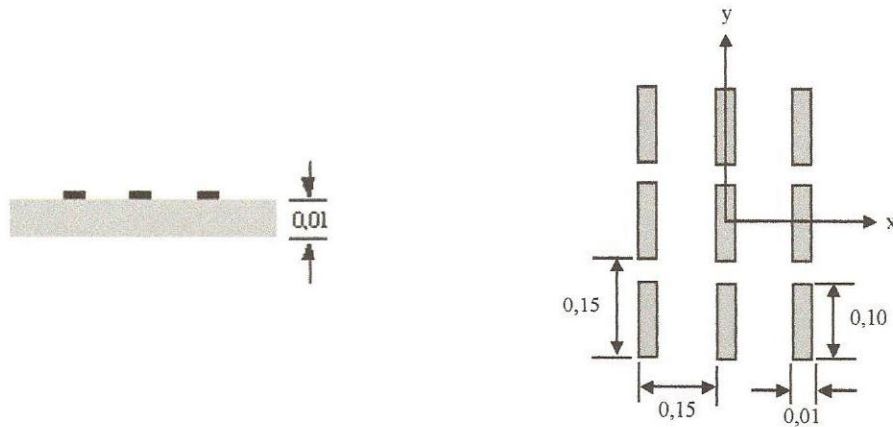


Fig. 6.7: Convergência da frequência de ressonância e da largura de banda para diferentes valores de M e N, em função da frequência, para uma FSS com elementos do tipo dipolo fino.



Todas as dimensões estão em centímetros

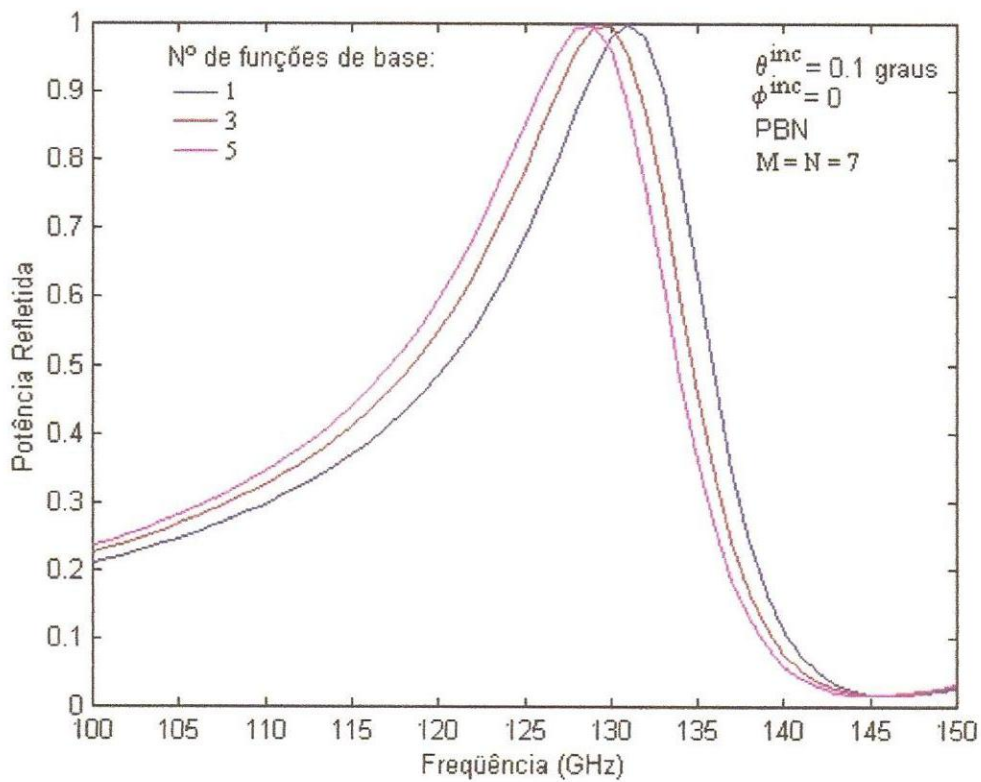
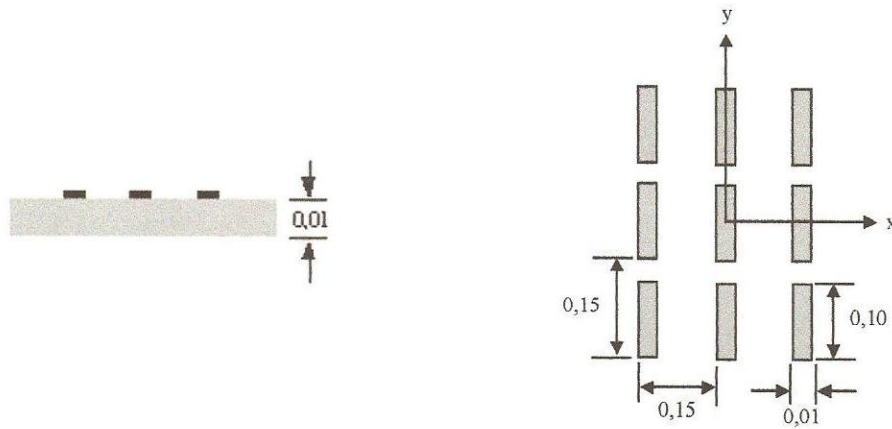


Fig. 6.8: Convergência da frequência de ressonância e da largura de banda para diferentes números de funções de base em função da frequência, para uma FSS com elementos do tipo dipolo fino.



Todas as dimensões estão em centímetros

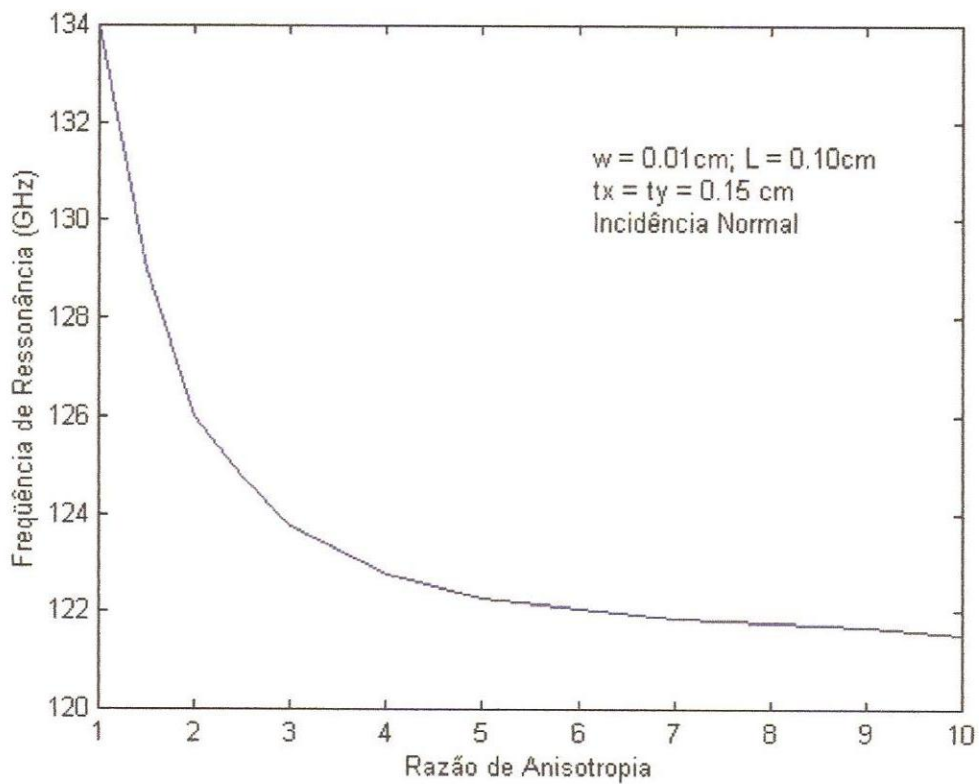


Fig. 6.9: Frequência de ressonância em função da razão de anisotropia, para uma FSS com elementos do tipo dipolo fino.

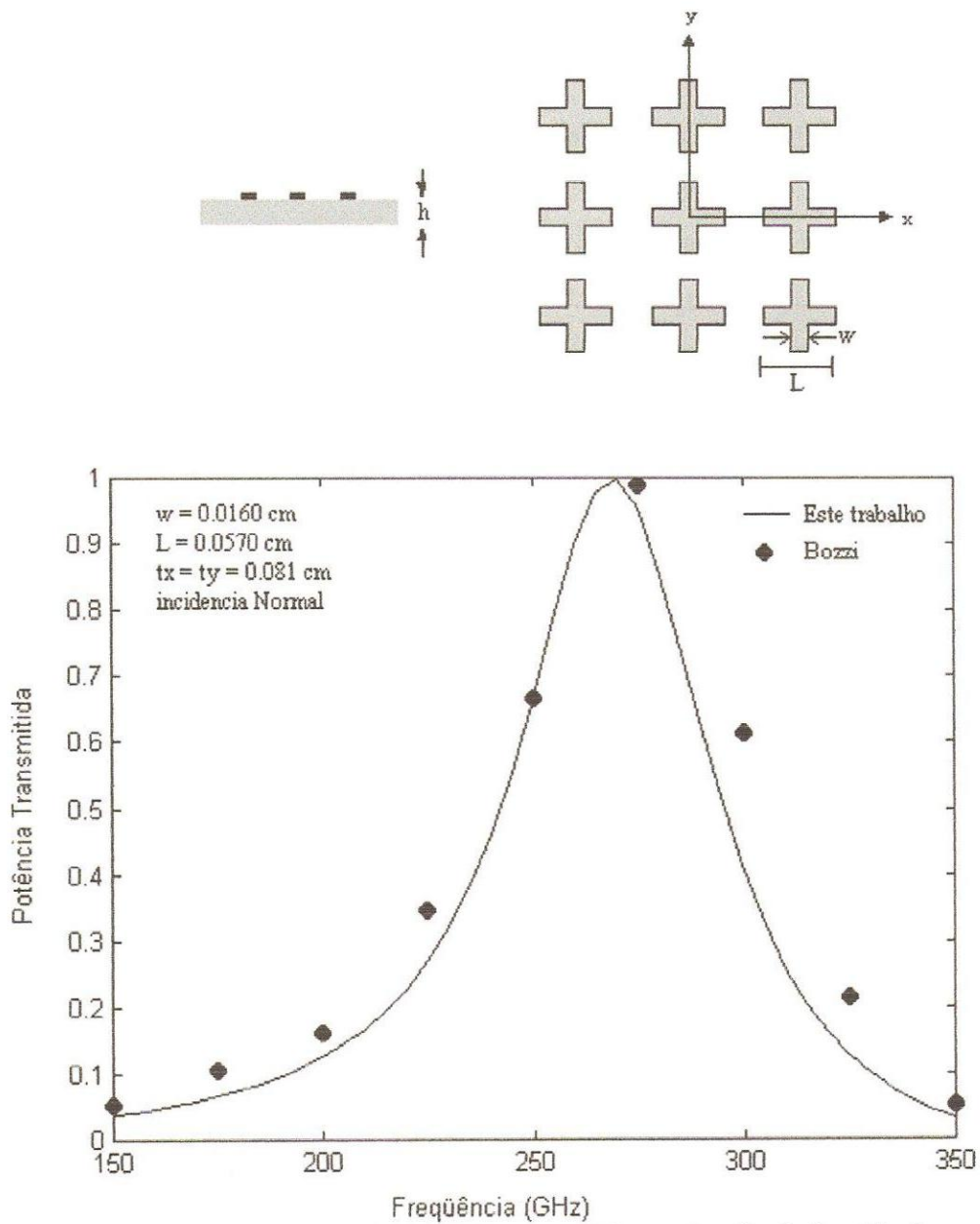


Fig. 6.10: Curva comparativa da potência transmitida em função da frequência para uma FSS com elementos do tipo abertura em forma de cruz.

CAPÍTULO 7

CONCLUSÕES

A análise de Superfícies Seletivas de Freqüências, ou *Frequency Selective Surfaces* (FSS), sobre substratos dielétricos isotrópicos e anisotrópicos foi efetuada no domínio espectral para aplicação na faixa de ondas milimétricas, devido a sua aplicabilidade para essa faixa de freqüência. O estudo desenvolvido pelo método da imitância, combinado com a técnica numérica de Galerkin, mostrou-se eficiente por apresentar uma análise rigorosa.

Neste trabalho, apresentou-se a fundamentação teórica da análise de FSS, para as freqüências de ondas milimétricas, bem como, detalhou-se a técnica utilizada para o tratamento de tais estruturas. Verificou-se que a escolha das funções de base é de grande importância para a obtenção de resultados precisos. Na análise foram usadas funções de base de domínio inteiro, uma vez que estas fornecem uma equação matricial de ordem inferior às funções de subdomínio.

Estudou-se o desempenho das estruturas de FSS em relação à seletividade de freqüência, de maneira que as mesmas se comportaram, em alguns casos, como filtros rejeita-faixa. Observou-se também a importância do uso de materiais anisotrópicos, pois tais materiais modificam as características de transmissão dessas estruturas.

Foram obtidas curvas para os casos das FSS com elementos do tipo *patch* retangular, bem como para as estruturas com elementos do tipo dipolo fino e dipolo cruzado. Verificou-se que para cada tipo de elemento há uma faixa de freqüência na qual ele melhor se adequa.

Trabalhos futuros podem ser desenvolvidos com estruturas de FSS em cascata, ou mesmo, com outros tipos de elementos. Como são estruturas de fácil construção, resultados experimentais podem ser obtidos. Estruturas de FSS com arranjos de grades ativas podem ser estudadas em função das vantagens associadas a baixo-custo e alta potência, podendo então ser empregadas em sistemas de radar.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] A. L. P. S. Campos, "Superfícies Seletivas de Freqüência sobre Substratos Dielétricos Anisotrópicos Uniaxiais", Dissertação de Mestrado, DEE – CT – UFRN, Natal, RN, 1999.
- [2] R. Mittra, C. H. Chan e T. Cwik, "Techniques for analyzing frequency selective surfaces – a review", *IEEE Proc.* **76** (12), 1593 – 1615 (1988).
- [3] T. Cwik, R. Mittra, K. C. Lang e T. K. Wu, "Frequency selective screens", *IEEE Antennas & Propagation Society Newsletter*, **29** (2), 6 – 10 (1987).
- [4] T. K. Wu, "Frequency selective surface and grid array", John Wiley & Sons, New York, E.U.A., 1995.
- [5] T. A. Cwik e R. Mittra, "Scattering from a periodic array of free-standing arbitrary shaped perfectly conducting or resistive patches", *IEEE Trans. Antennas Propag.* **35** (11), 1226 – 1234 (1987).
- [6] N. Marcuvitz, "Waveguide Handbook", McGraw-Hill, 1951.
- [7] D. S. Weile, E. Michielssen e K. Gallivan, "Reduced-Order Modeling of Multiscreen Frequency Selective Surfaces Using Krylov-Based Rational Interpolation". *IEEE Trans. Antennas Propag.* **49** (5), 801 – 813 (2001).
- [8] T. Itoh, "Spectral domain immittance approach for dispersion characteristics of generalized printed transmission lines", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, **28**, 733 – 736 (1980).
- [9] T. Itoh e R. Mittra, "Spectral domain approach for calculating the dispersion characteristics of microstriplines", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **21**, 496-499 (1973).
- [10] D. K. Ghodgaonka, V. V. Varadan, e V. J. Varadan, "A free-space method for measurement for dielectric constants and loss tangents at microwave frequencies", *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **37** (3), 789-793 (1989).
- [11] G. H. Shennum, "Frequency selective surfaces for multiple frequency antennas", *Microwave J.*, **16** (5), 55 – 57 (1973).

- [12] C. K. Lee, R. J. Langley e E. A. Parker, "Compound reflector antennas", *IEE Proc. Part H: Microwaves, Antennas Propag.*, **22** (17), 135 – 138 (1992).
- [13] R. Pous e D. M. Pozar, "FSS using aperture coupled microstrip patches", *Electronics Letters*, **25** (17), 1136 – 1138 (1989).
- [14] P. R. Franchi e R. J. Mailloux. "Theoretical and experimental study of metal grid angular filters for sidelobe suppression", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, **24**, 174 – 181 (1976).
- [15] E. L. Rope e G. Tricoles, "An Angular filter containing three periodically perforated metallic layers", *IEEE Trans. Antennas Propag Symp. Dig.*, 1979, pp 818-820.
- [16] S. Chandran e J. C. Vardaxoglou, "Performance of two single layer FSS as spatial filter", *Microwave Opt. Tech. Lett.* . **6**, 339 – 342 (1993).
- [17] R. C. McPhedran e D. Maystre, "On the theory of solar application of inductive grids", *Appl. Phys.*, **14**, 1-20 (1977).
- [18] R. F. Harrington, "Time-harmonic electromagnetics fields", McGraw-Hill, New York, 1968.
- [19] C. H. Tsao e R. Mittra, "Spectral-Domain analysis of frequency selective surfaces comprised of periodic arrays cross dipoles and Jerusalem crosses", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, **AP-32** (5), 478 – 486 (1984).
- [20] "MatLab User's Guide", The Math Works inc., 1994.
- [21] A. L. P. S. Campos e A. G. d'Assunção, "Scatattering parameters of a frequency selective surface between anisotropic dielectric layers for incident co-polarized plane waves", *IEEE Trans. Antennas & Propagation Society, Internacional Symposium*, Boston, MA, 2001.
- [22] A. L. P. S. Campos e A. G. d'Assunção, "Scatattering by FSS on anisotropic substrate for TE and TM excitation", *IEEE Trans.*, aceito para publicação em 2002.
- [23] A. L. P. S. Campos, A. G. d'Assunção e M. A. B. Melo, "Espalhamento em estruturas periódicas de aberturas retangulares sobre camadas anisotrópicas

-
- uniaxiais”, Anais do XVIII Simpósio Brasileiro de Telecomunicações, Gramado, RS, n. 5240228, pp 1 – 4, 3 a 6 de setembro de 2000.
- [24] M. Bozzi e L. Perregini, “Efficient analysis of thin conductive screens perforated periodically with arbitrarily shaped apertures”, *Electronics Letters*, **35** (35), 1085 – 1087, 1999.