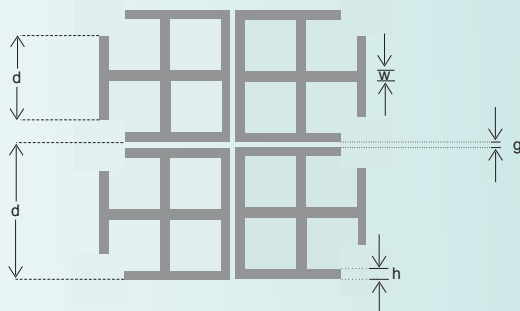
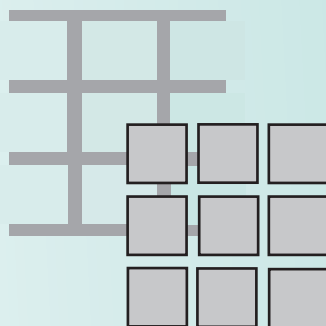
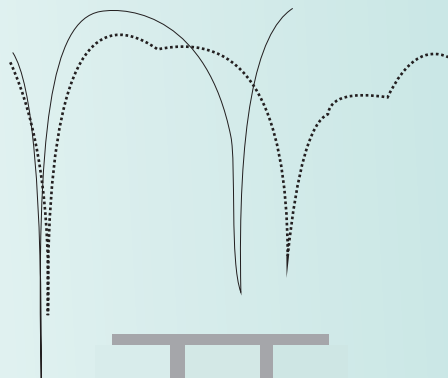
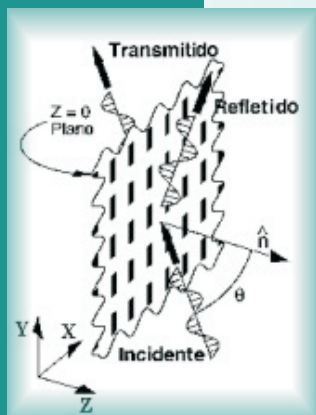


SUPERFÍCIES SELETIVAS EM FREQUÊNCIA

Análise e Projeto

Antônio Luiz Pereira de Siqueira Campos



**SUPERFÍCIES SELETIVAS
EM FREQUÊNCIA**
Análise e Projeto

Presidente da República

Luiz Inácio Lula da Silva

Ministro da Educação

Fernando Haddad

Secretaria de Educação Profissional Tecnológica

Eliezer Moreira Pacheco

**Instituto Federal de Educação,
Ciência e Tecnologia do Rio Grande do Norte**

Reitor

Belchior de Oliveira Rocha

Diretor da Unidade Sede

Enilson Araújo Pereira

Diretoria de Pesquisa

José Yvan Pereira Leite

Coordenador da Editora do IFRN

Samir Cristino de Souza

Conselho Editorial

Samir Cristino de Souza (Presidente)

André Luiz Calado de Araújo

Antônio Luiz de Siqueira Campos

Dante Henrique Moura

Jerônimo Pereira dos Santos

José Yvan Pereira Leite

Valdenildo Pedro da Silva

Antonio Luiz Pereira de Siqueira Campos

**SUPERFÍCIES SELETIVAS EM FREQUÊNCIA:
Análise e Projeto**

IFRN
Editora ■■■■

2008

Superfícies Seletivas em Frequência: análise e projeto
© Copyright 2008 da Editora IFRN

Todos os direitos reservados

Nenhuma parte dessa publicação poderá ser reproduzida ou transmitida de qualquer modo ou por qualquer outro meio, eletrônico ou mecânico, incluindo fotocópia, gravação ou qualquer tipo de sistema de armazenamento e transmissão de informação, sem prévia autorização, por escrito, da Editora do IFRN.

Divisão de Serviços Técnicos.
Catalogação da publicação na fonte.
Biblioteca Sebastião Fernandes (BSF) – IFRN

C199s Campus, Antônio.
Superfícies seletivas em frequência : análise e projeto / Antônio Campus. – Natal : IFRN Editora, 2009.
199 p. : il.

Inclui bibliografia.
Apêndice: Códigos em Matlab.

ISBN 978-85-89571-47-0

1. Eletromagnetismo. 2. Superfícies seletivas em frequência. 3. Microondas. I. Título.

CDU 537.8

EDITORAÇÃO

Samir Cristino de Souza

DIAGRAMAÇÃO E CAPA

Karoline Rachel Teodosio de melo

CONTATOS

Editora do IFRN

Av. Senador Salgado Filho, 1559, CEP: 59015-000

Natal-RN. Fone: (84)4005-2668/ 3215-2733

Email: dpeq@cefetrn.br

PREFÁCIO

Esse livro é fruto de um trabalho que começou a ser desenvolvido em 1996, quando iniciei meu mestrado em Engenharia Elétrica, mais especificamente, na área de Microondas e Eletromagnetismo Aplicado. Naquela ocasião, o Prof. Dr. Adaildo Gomes d'Assunção me convidou para enfrentar um desafio: desenvolver uma dissertação em Superfícies Seletivas em Freqüência. Desafio por que esse tema era novo para o Prof. Dr. Adaildo e não havia nada desenvolvido sobre ele, na Universidade Federal do Rio Grande do Norte. Eu aceitei o desafio e com êxito consegui concluir não apenas o mestrado, mas também o doutorado nessa mesma área.

O livro apresenta uma análise teórica para a obtenção de resultados numéricos das características de espalhamento de superfícies seletivas em freqüência, que usam elementos do tipo *patch* perfeitamente condutor. Nessa análise, são consideradas técnicas aproximadas e uma análise de onda completa efetuada utilizando-se o método da linha de transmissão equivalente em combinação com o método de Galerkin. Na análise, são consideradas três geometrias diferentes de *patches*. São analisados materiais dielétricos anisotrópicos que possuem anisotropia uniaxial, tomando-se o eixo óptico na direção perpendicular ao plano dos *patches*.

Foram efetuadas comparações com outros resultados apresentados na literatura, tendo-se observado uma boa concordância nos casos analisados para estruturas com substratos isotrópicos. Rotinas elaboradas no programa computacional Matlab© são fornecidas no final de alguns capítulos. Vale ressaltar que existem apenas três livros escritos no mundo que versam sobre esse assunto e nenhum deles traz rotinas computacionais ou foram escritos em língua portuguesa.

Por fim, gostaria de agradecer aos meus familiares: minha mãe, Dulce, meu pai, Carlos, meu irmão, Carlo, e minha esposa Silvia, por todo carinho, paciência e estímulo. Gostaria de

agradecer ao Prof. Dr. Adaildo Gomes d'Assunção, por todo o apoio e orientação durante os anos de mestrado e doutorado. Ao Prof. Alfrêdo Gomes Neto, por sua grande ajuda, sem a qual não teria sido possível a obtenção dos resultados experimentais. Ao meu orientando de mestrado e amigo Eng. Lincoln Machado de Araújo, pela preparação do Capítulo 2 e a todos que, de alguma forma, contribuíram para a finalização desse trabalho.

Antonio Luiz P. S. Campos

SUMÁRIO

Introdução	11
2. Generalidades	15
2.1 – Definições de Superfícies Seletivas em Frequência	15
2.2 – Histórico	17
2.3 – Formas dos elementos	18
2.4 – Técnicas de análise	20
2.5 - Técnicas de medições	22
2.6 – Aplicações	24
2.7 – Referências	27
3. Estado Atual	31
3.1 – Introdução	31
3.2 – Novos Arranjos	31
3.3 – Técnicas numéricas e computacionais	41
3.4 – Novas Aplicações	50
3.5 – Referências	70
4. Análise de Estruturas Periódicas	79
4.1 – Método do Circuito Equivalente	79
4.2 – Espiras Quadradas	81
4.3 – Espiras Quadradas com Grades	85
4.4 – Espiras Quadradas Duplas	89
4.5 – Cruz de Jerusalém	94
4.6 – Referências	97
4.7 – Apêndice: Códigos em Matlab®	99
5. Fórmulas Aproximadas	109
5.1 – Introdução	109
5.2 – Fórmulas Simples	109
5.3 – Fórmula Simples Apresentada por Ulrich [3]	110
5.4 – Fórmula Simples Apresentada por Chen [2]	111
5.5 – Fórmula Simples Apresentada por Arnaud <i>et al.</i> [7]	112

5.6 – Fórmula Simples Apresentada por Lee e Zarrillo [4]	112
5.7 – Fórmula Simples para FSS com Substrato Dielétrico [4]	113
5.8 – Resultados	114
5.9 – Referências	118
5.10 – Apêndice: Códigos em Matlab©	120
6. Espalhamento Eletromagnético	129
6.1 – Introdução	129
6.2 – Dedução da equação integral do campo elétrico	129
6.3 – Dedução da equação do campo magnético	134
6.4 – Solução das equações características	139
6.5 – Referências	143
7. Função Diádica de Green	145
7.1 – Introdução	145
7.2 – Anisotropia dielétrica	145
7.3 – Método da linha de transmissão equivalente	146
7.4 – Determinação das impedâncias equivalentes ($\tilde{\mathbf{Z}}^{\text{TM,TE}}$)	150
7.5 – Referências	155
8. Dedução dos Campos	157
8.1 – Introdução	157
8.2 – Dedução dos campos incidentes	159
8.3 – Dedução dos campos refletidos e transmitidos	165
8.4 – Determinação dos campos espalhados no topo ($\tilde{\mathbf{E}}_t^S$) e na base ($\tilde{\mathbf{E}}_b^S$)	166
8.5 – Determinação dos coeficientes de reflexão e de transmissão	167
8.6 – Referências	168
9. Resultados Obtidos com o Método dos Momentos	169
9.1 – Introdução	169
9.2 – Resultados comparativos	169
9.3 – Resultados experimentais	176

9.4 – Resultados numéricos para FSS sobre uma camada dielétrica anisotrópica	179
9.5 – Referências	188
9.6 – Apêndice: Códigos em Matlab©	190

INTRODUÇÃO

O avanço tecnológico ocorrido nos últimos anos na construção de dispositivos com tecnologia planar decorreu da necessidade crescente de implementação de dispositivos, com dimensões e peso cada vez menores, para aplicações diversas, tais como nas atividades aeroespaciais. Observa-se que uma atenção especial tem sido dedicada ao estudo de superfícies seletivas em frequência (*Frequency selective surfaces* – FSS).

As FSS são estruturas formadas por arranjos periódicos de elementos do tipo *patch* condutor ou elementos do tipo abertura, ou ainda, uma combinação dos dois tipos de elementos. Estruturas periódicas com elementos do tipo abertura podem ser usadas para fornecer características passa-faixa. Em outras palavras, para a frequência de operação da antena, o sinal passa através da estrutura com um mínimo de perdas de inserção. Conseqüentemente, para frequências fora da banda de operação, o sinal é refletido. As estruturas periódicas têm um grande número de aplicações e têm contribuído significativamente para melhorar o desempenho dos circuitos de comunicações.

O efeito das características anisotrópicas do substrato dielétrico pode ter influência significativa nas características de espalhamento de estruturas FSS. A utilização de materiais anisotrópicos, na área de Telecomunicações, tem merecido uma atenção cada vez maior. Substratos anisotrópicos são ideais para aplicações em microondas e ondas milimétricas por apresentarem valores baixos para a tangente de perdas em altas frequências. Este efeito pode, em algumas aplicações, alterar as características de funcionamento do circuito e, por isso, foi considerado seu estudo nesse livro.

Desta forma, o objetivo principal deste livro é servir como guia para o estudo de FSS para alunos, professores e profissionais da área de Microondas e Eletromagnetismo Aplicado, tanto no nível de graduação como de pós-graduação. A principal contribuição desse livro é ser o primeiro livro sobre o

assunto escrito em Português e que traz rotinas computacionais implementadas em Matlab®.

Aqui, o leitor encontrará técnicas de análise aproximadas e de onda completa. No caso da análise de onda completa, são consideradas superfícies seletivas em frequência usando elementos do tipo *patch* condutor e diferentes tipos de geometria para os elementos utilizados nos arranjos periódicos. O livro está dividido em nove capítulos.

No Capítulo 2, é apresentada uma descrição geral das superfícies seletivas em frequência, mostrando-se a definição de estruturas periódicas, os tipos e as principais formas de elementos encontradas na literatura, as principais técnicas de análise, algumas técnicas de medições e aplicações, dentre outros aspectos.

O estado atual das pesquisas em FSS é detalhado no Capítulo 3, no qual foram consideradas três grandes linhas de pesquisa no assunto: Novos Arranjos, Técnicas numéricas e computacionais e Novas Aplicações.

O Capítulo 4 apresenta a modelagem do circuito equivalente, que é uma técnica de análise aproximada, com baixo esforço computacional. Essa formulação é feita para quatro diferentes geometrias encontradas na literatura.

Fórmulas aproximadas são apresentadas no Capítulo 5. Essas fórmulas foram apresentadas por diversos autores e, assim como o modelo do circuito equivalente, também requerem baixo esforço computacional.

No Capítulo 6, é feita a formulação do problema de espalhamento para uma célula unitária, onde são deduzidas as equações integrais do campo elétrico e magnético e demonstrado como estas equações podem ser aplicadas em arranjos periódicos de extensão infinita. É demonstrado, sucintamente, como estender a análise para uma superfície seletiva em frequência sobre camadas dielétricas e como obter a solução numérica para os coeficientes peso das funções de base. São introduzidas as geometrias dos elementos considerados nesse trabalho e as respectivas funções de base

que representam as densidades de corrente superficiais nos mesmos.

No Capítulo 7, são determinadas as componentes da função diádica de Green para um tipo de estrutura periódica usando elementos do tipo *patches* condutores. Na análise, foram considerados materiais dielétricos anisotrópicos uniaxiais.

No Capítulo 8 são obtidos os campos incidentes, refletidos e transmitidos para a estrutura apresentada no Capítulo 7. A dedução desses campos é um passo fundamental na análise de onda completa.

No Capítulo 9 são apresentados resultados numéricos e experimentais para as características de transmissão e de reflexão de uma FSS, usando-se elementos do tipo *patch* perfeitamente condutor. São efetuadas comparações com alguns resultados encontrados na literatura para o caso isotrópico e para a FSS do tipo *freestanding*.

GENERALIDADES

2.1 – Definições de Superfícies Seletivas em Frequência

Uma superfície seletiva em frequência (*Frequency Selective Surface* – FSS) é um arranjo periódico de aberturas ou de elementos condutores. Como se pode observar na Figura 2.1, a FSS com elementos do tipo abertura trabalha como um filtro passa-faixa, ou seja, na medida em que os elementos vão entrando em ressonância, a estrutura vai se tornando “transparente” para a onda incidente, até que na frequência de ressonância da estrutura, ocorre a transmissão total da onda. Por outro lado, a FSS com elementos condutores funciona como um filtro rejeita-faixa. Os elementos vão entrando em ressonância e, com isso, eles irradiam a potência incidente na direção de reflexão, até que na frequência de ressonância da estrutura, ela se comporta como um condutor perfeito refletindo totalmente a onda incidente [1].

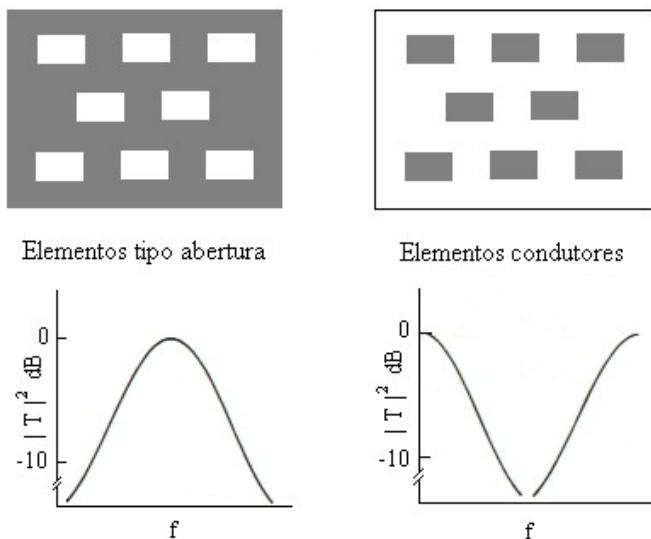


Figura 2.1 – Tipos de elementos de FSS.

As FSS podem ainda ser definidas como anteparo-fino ou anteparo-espesso, dependendo da espessura do elemento. A FSS anteparo-fino, usualmente, refere-se a um anteparo com elementos do tipo circuito impresso, que tem espessura menor que $0,001\lambda_0$, em que λ_0 é o comprimento de onda para a frequência de ressonância do anteparo. Em geral, a FSS anteparo-fino é leve, de pequeno volume e pode ser fabricada com baixo custo, empregando tecnologia convencional de fabricação de circuito impresso. Por outro lado, a FSS anteparo-espesso é pesada e sua fabricação requer o manuseio preciso de um bloco de metal espesso. Guias de ondas empilhados tem sido uma forma popular de FSS anteparo-espesso. A vantagem das FSS anteparo-espesso é que a razão da frequência transmitida para a frequência refletida (t/r), ou banda de separação, pode ser reduzida para 1,15; o que é adequado para antenas de satélites de comunicações multifrequências [2].

O estudo de estruturas periódicas planares bidimensionais, para aplicações em altas frequências, tem recebido a atenção de pesquisadores da área por causa da propriedade de filtragem de frequência. Um arranjo periódico consistindo de elementos do tipo *patch*, ou de elementos do tipo abertura, é conhecido como uma superfície seletiva de frequência (FSS). Esses arranjos periódicos se comportam de maneira similar aos filtros de circuitos tradicionais de RF. As FSS podem ter características espectrais passa-faixa ou rejeita-faixa, dependendo do tipo de elemento usado no arranjo, *patch* ou abertura, respectivamente [2].

As dimensões físicas das FSS representam importantes parâmetros de projeto, pois elas exercem grande influência nas características de transmissão e de reflexão da mesma, bem como os tipos de materiais dielétricos empregados [2].

Mais recentemente, o número de aplicações das FSS cresceu bastante através da adição de dispositivos ativos encaixados na célula unitária das estruturas periódicas [2] – [5]; e da construção de FSS sobre substratos ferromagnéticos [6] e sobre substratos líquidos [7]. A incorporação de dispositivos que fornecem ganho

ou não linearidade em uma FSS permite o desenvolvimento de arranjos com aplicações adicionais, incluindo-se as funções de amplificação, oscilação e multiplexação [2].

2.2 – Histórico

Historicamente, o entendimento dos princípios físicos das FSS esteve diretamente envolvido com a investigação de grades de difração em óptica, cujo fenômeno era usado para decompor um feixe de luz não monocromática em suas ordens espectrais. Este processo de filtragem foi descoberto pelo físico americano David Rittenhouse, como documentado em uma correspondência de relatos científicos, ocorrida entre Francis Hopkinson e Rittenhouse, publicada em 1786 [1].

Construindo um aparato de fios igualmente espaçados, Rittenhouse posicionou o arranjo em direção à luz e observou a filtragem da luz branca dentro de uma faixa de comprimentos de onda distintos (linhas coloridas) os quais eram igualmente espaçados da linha central da luz branca e este espaçamento dependia do espaçamento usado entre os fios. Por causa da simplicidade deste processo, a difração óptica e a estrutura mencionada, têm sido estendidas a muitas áreas da Engenharia e da Ciência [2].

O fenômeno descrito por Rittenhouse, dependência da resposta em frequência com as dimensões físicas, é também fundamental para qualquer anteparo consistindo de elementos condutores ou aberturas espaçadas periodicamente. A mudança da estrutura aumenta a complexidade do entendimento e de análise das estruturas as quais agora variam em duas dimensões. A configuração de cada elemento, bem como o espaçamento entre eles contribui para a forma como os campos são espalhados.

2.3 – Formas dos elementos

Existe na literatura uma grande variedade de pesquisas que utilizam as mais diversas formas de elementos. O pesquisador americano Bem A. Munk [8] divide os elementos em quatro grupos:

- Grupo 1: N – pólos conectados pelo centro;
- Grupo 2: as espiras;
- Grupo 3: os elementos de interior sólido;
- Grupo 4: combinações.

Elementos do Grupo 1 podem ser vistos na Figura 2.2, as formas mais comuns são: dipolo fino [2], cruz de Jerusalém, dipolo cruzado [9] e o tripolo [8].

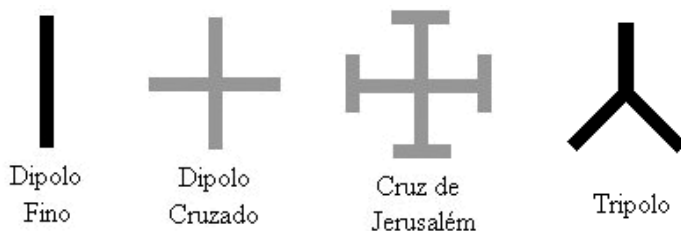


Figura 2.2 – Grupo 1: N – pólos conectados pelo centro.

O Grupo 2 é formado pelos elementos do tipo espira. Os tipos mais comuns são: as espiras quadradas [10], quadradas duplas [11], quadradas com grades [12] e anéis circulares concêntricos [13]. A Figura 2.3 mostra esses elementos.

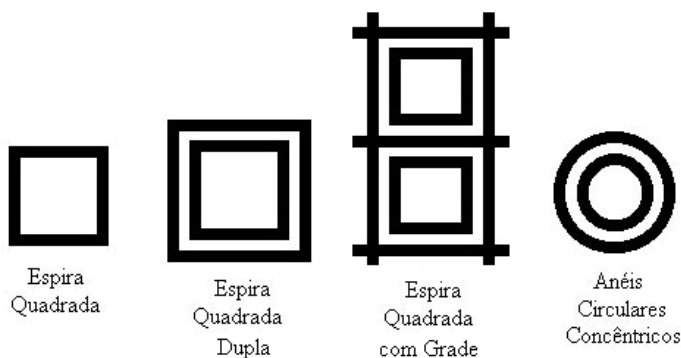


Figura 2.3 – Grupo 2: Espiras.

O Grupo 3 é formado pelos elementos do tipo sólido. Os tipos mais comuns são: os *patches* retangulares [2] hexagonais [8] e circulares [14]. Elementos desse grupo podem ser vistos na Figura 2.4.

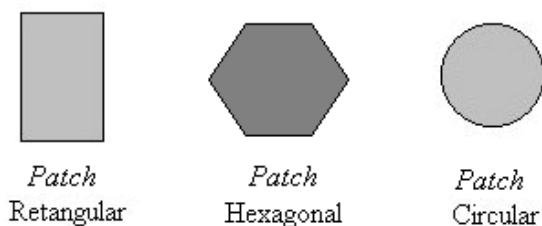


Figura 2.4 – Grupo 3: Interior sólido.

O Grupo 4 é o dos elementos formados a partir de uma combinação dos elementos típicos. Um exemplo de combinação pode ser visto na Figura 2.5.



Figura 2.5 – Grupo 4: Combinações.

2.4 – Técnicas de análise

Várias técnicas numéricas têm sido usadas em análises de FSS. Há na literatura diversas técnicas de análise, efetuadas em anteparos periódicos.

Fórmulas aproximadas e simples foram desenvolvidas por alguns autores, para se determinar características de transmissão e de reflexão para uma FSS com *patches* condutores ou aberturas retangulares. Este tipo de análise diminui o tempo computacional e produz resultados satisfatórios para determinadas estruturas [15], [16]. Entretanto, essas fórmulas têm suas limitações e, para determinadas aplicações, podem produzir resultados imprecisos.

Um método simples e que produz resultados satisfatórios é o modelo do circuito equivalente. Nesta análise os vários segmentos de fita 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. Esta técnica usa uma aproximação quase-estática para calcular as componentes do circuito e permite uma análise computacional muito rápida [10] – [12].

Outro método empregado é o da expansão modal [17], que permite uma análise capaz de fornecer detalhes das repostas da frequência e da polarização, junto com o entendimento físico da sua operação.

Uma técnica bastante difundida, atualmente, é a técnica das diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD). Esta técnica possibilita a análise de qualquer tipo de elemento, bem como a análise de perdas dielétricas e/ou magnéticas e a análise de estruturas não homogêneas [18]. A desvantagem desta técnica é o grande esforço computacional despendido.

Métodos híbridos estão sendo empregados na atualidade. Técnicas como interpolação racional de Krylov [19], [20], Método dos Momentos com o Método BI – RME [21] e Método dos Momentos em conjunto com elementos finitos [22],

estão sendo muito usados na modelagem de elementos de forma complexa.

Técnicas de inteligência artificial também têm sido usadas. Algoritmos genéticos [23], [24] podem ser empregados na análise e/ou síntese de superfícies seletivas de frequência.

O método da linha de transmissão equivalente [25] em conjunto com o método de Galerkin [26] foi empregado por Campos *et al.* em diversos trabalhos [27], [28]. Esta é uma análise de onda completa, que produz resultados precisos, além de facilitar, relativamente, a manipulação matemática.

2.5 - Técnicas de medições

Vários métodos têm sido usados para medir as propriedades de transmissão e reflexão de FSS. Um dos métodos empregados está ilustrado na Figura 2.6, que mostra um medidor que usa cornetas de ganhos padrões como antenas transmissora e receptora. Alternando-se a polarização das antenas de vertical para horizontal, podem-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 às difrações ocasionadas nas bordas do painel de teste [2].

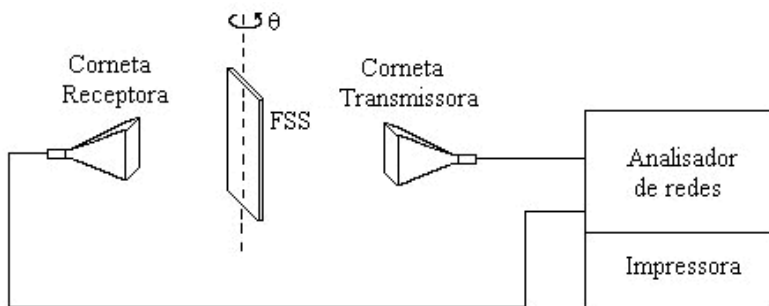


Figura 2.6 – Sistema para medições em uma FSS.

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 [2].

Uma técnica precisa é a que usa um medidor com antenas cornetas e lentes, como mostrado na Figura 2.7. As lentes transformam a onda esférica das cornetas em um feixe colimado de ondas planas. Por isso, este medidor pode ser usado em medições que exijam uma maior precisão das características de espalhamento, com polarizações TE e TM [2].

Outra técnica precisa de medição pode ser vista na Figura 2.8. A medição é feita usando-se um medidor de campo e um gerador de varredura. As antenas são separadas por uma distância relativamente grande, garantindo-se a existência de ondas planas. Os absorvedores da câmara anecóica eliminam as reflexões no solo e nas paredes da câmara, enquanto os absorvedores na estrutura eliminam as difrações nas bordas da mesma [29].

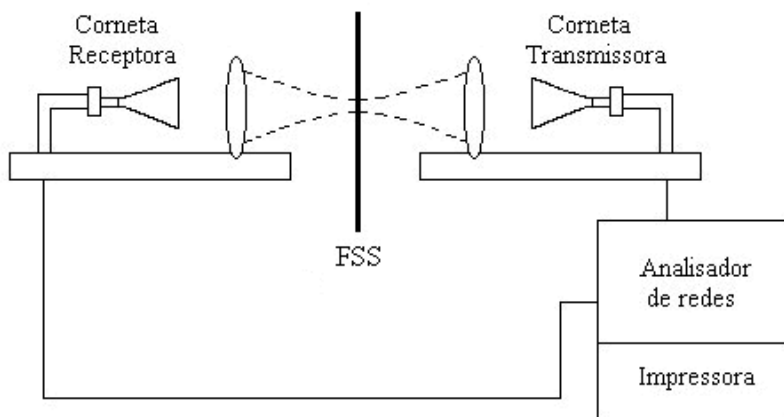


Figura 2.7 – Medidor de precisão de FSS.

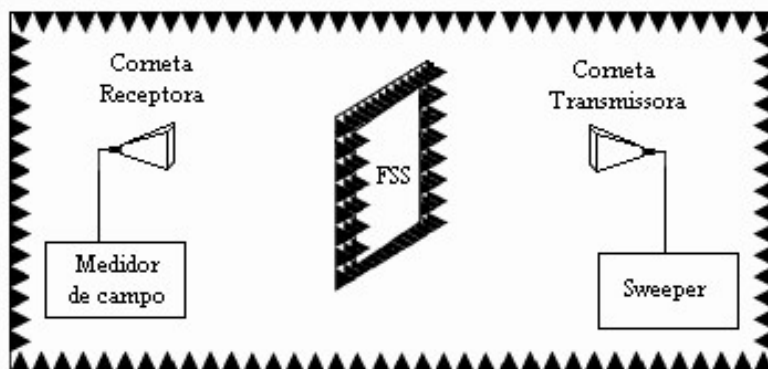


Figura 2.8 – Medição em câmara anecóica.

2.6 – Aplicações

As aplicações de superfícies seletivas de frequência são muitas e variadas. Estas aplicações ocorrem em diversas frequências do espectro eletromagnético. A aplicação mais conhecida das FSS talvez seja o anteparo da porta do forno de microondas. Este anteparo funciona como um filtro passa-faixa que deixa passar a faixa de frequência da luz visível e rejeita a faixa de microondas, mas as aplicações não param por aí [2].

Na região de microondas, as propriedades seletivas de frequência dos arranjos periódicos são bastante empregadas, para se conseguir um uso mais eficiente de antenas refletoras. Como exemplos, podem ser citados, antenas do tipo banda dupla (*dual band*) e banda tripla (*tri band*) [2], [17].

Um sistema de antena do tipo banda dupla (*dual band*) é mostrado na Figura 2.9. O alimentador 2 é colocado no ponto focal do refletor principal, enquanto que o alimentador 1 é colocado no ponto focal do subrefletor, que é formado por uma FSS. Esse anteparo é projetado para refletir a faixa de frequência do alimentador 1, mas é totalmente transparente para a faixa de frequência do alimentador 2 [30].

A Figura 2.10 mostra um exemplo de um sistema de antena banda tripla (*tri band*). As superfícies são usadas para construir os subrefletores FSS_1 e FSS_2 , os quais são instalados dentro dos limites da antena. Os alimentadores são colocados em diferentes pontos focais para as três bandas f_1 , f_2 e f_3 . Desta forma, são conseguidas reduções consideráveis na massa, no volume e no custo da antena com subrefletores FSS [31].

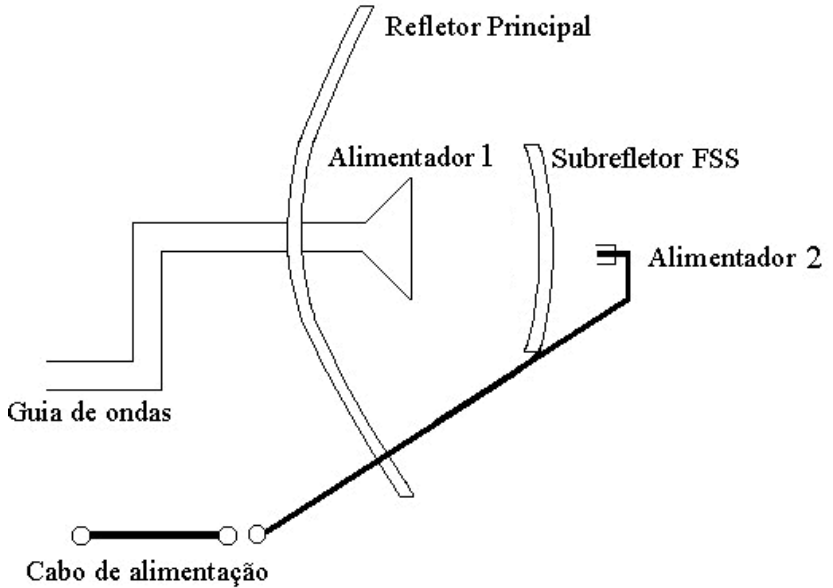


Figura 2.9 – Antena refletora do tipo banda dupla (*dual band*).

As superfícies seletivas em frequência podem ser usadas para permitir a varredura espacial de frequência. Nesta aplicação, as FSS são projetadas de maneira tal que a onda difratada de primeira ordem se propague e sirva como um feixe varredor de frequência, enquanto o feixe refletido é anulado. A Figura 2.11 mostra este tipo de aplicação [2].

Os radomes FSS com elementos do tipo abertura podem ser projetados para produzir características passa-faixa. Em outras palavras, o sinal passa através do radome com um mínimo de perda de inserção. O radome pode ser projetado para combinar com a superfície do veículo tal que um espalhamento mínimo seja conseguido [2].

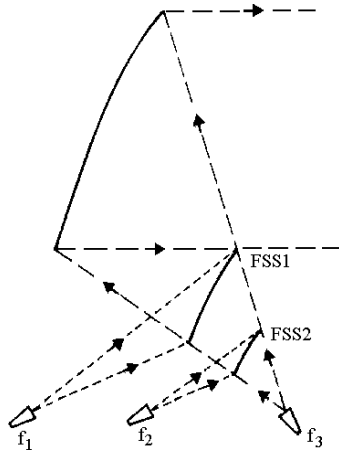


Figura 2.10 – Sistema de antena refletora do tipo banda tripla (*tri band*).

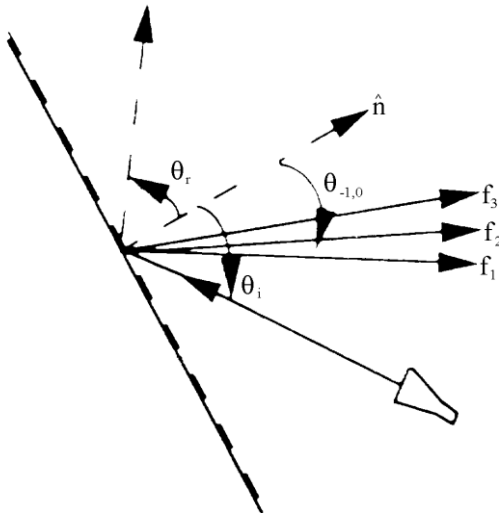


Figura 2.11 – Escaneador espacial de frequência.

Outra aplicação bastante interessante é uma FSS projetada para trabalhar acoplada com células coletoras de energia solar.

Este tipo de FSS é um anteparo passa-faixa que é essencialmente transparente na faixa de frequência na qual as células solares são mais eficientes e reflete as frequências fora desta faixa [2].

Estudos de FSS ativas têm sido desenvolvidos. Nestes arranjos periódicos, as propriedades da frequência podem ser variadas no tempo por meio do controle de dispositivos semicondutores incorporados aos elementos impressos ou depositando esses elementos em substratos no quais suas propriedades possam ser ajustadas, como por exemplo, substratos de ferrita. Uma FSS ativa é mostrada na Figura 2.12 [4].

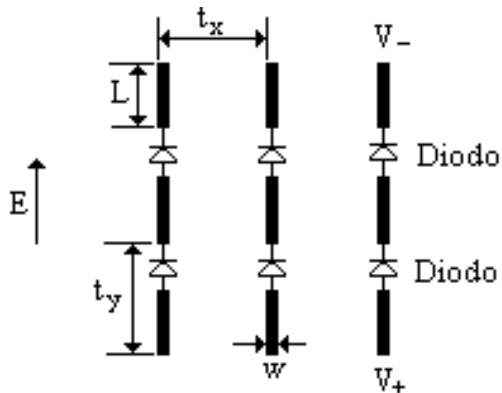


Figura 2.12 – FSS ativa.

2.7 – Referências

- [1] R. Mittra, C. H. Chan, and T. Cwik, “Techniques for analyzing frequency selective surfaces – a review”, *IEEE Proceedings*, **76** (12), 1593 – 1615 (1988).
- [2] T. K. Wu, “*Frequency selective surface and grid array*”, Jonh Wiley & Sons, Nova York, E.U.A., 1995.

- [3] T. K. Chang, R. J. Langley, and E. A. Parker, "Active frequency selective surfaces", *IEE Proceedings on Antennas and Propagation*, **143** (1), 62 – 66 (1996).
- [4] L. B. Sjögren, H. X. Liu, C. W. Dossier, and N. C. Luhmann Jr., "Phased array operation of a diode grid impedance surface", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, **42** (4), 565 – 572 (1994).
- [5] B. Philips, E. A. Parker, and R. J. Langley, "Active FSS in an experimental horn antenna switchable between two beamwidths", *Electronics Letters*, **31** (1), 1 – 2 (1995).
- [6] T. K. Chang, R. J. Langley, and E. A. Parker, "Frequency selective surfaces on biased ferrite substrates", *Electronics Letters*, **30** (15), 1193 – 1194 (1994).
- [7] A. C. C. Lima, E. A. Parker, and R. J. Langley, "Tunable frequency selective surfaces using liquid substrates", *Electronics Letters*, **30** (4), 281 – 282 (1994).
- [8] B. A. Munk, "Frequency Selective Surfaces – Theory and Design", John Wiley and Sons, Inc., New York, 2000.
- [9] C. H. Tsao and R. Mittra, "Spectral-domain analysis of frequency selective surfaces comprised of periodic arrays cross dipoles and Jerusalem crosses", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, **32** (5), 478 – 486 (1984).
- [10] R. J. Langley and E. A. Parker, "Equivalent circuit model for arrays of square loops", *Electronics Letters*, **18** (7), 294-296 (1982).
- [11] R. J. Langley and E. A. Parker, "Double-square frequency selective surfaces and their equivalent circuit", *Electronic Letters*, **19** (17), 675 - 677 (1983).
- [12] C. K. Lee and R. J. Langley, "Equivalent circuit models for frequency selective surfaces at oblique angles of incidence", *IEE Proceedings*, **132** (6), 395 – 399 (1985).
- [13] E. A. Parker and J. C. Vardaxoglou, "Plane-wave illumination of concentric-ring frequency selective surfaces", *IEE Proceedings*, **132** (3), 176 – 180 (1985).
- [14] R. Mittra, R. C. Hall, and C. H. Tsao, "Spectral-domain analysis of circular patch frequency selective surfaces",

- IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, **32** (5), 533 – 536 (1984).
- [15] S. W. Lee, G. Zarrillo, and C. L. Law, “Simple formulas for transmission through periodic metal grids or plates”, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, **30** (5), 904 – 909 (1982).
- [16] G. Zarrillo and K. Aguiar, “Closed-Form low frequency solutions for electromagnetic waves through a frequency selective surface”, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, **35** (12), 1406 – 1417 (1987).
- [17] J. Huang, T. K. Wu, and S. W. Lee, “Tri-band FSS with circular ring elements”, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, **42** (2), 166 – 175 (1994).
- [18] P. Harms, R. Mittra, and W. Ko, “Implementation of the periodic boundary condition in the finite-difference time-domain algorithm for FSS structures”, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, **42** (9), 1317 – 1324 (1994).
- [19] D. S. Weile, E. Michielssen, and K. Gallivan, “Reduced order modeling of multiscreen frequency selective surfaces using Krylov-based rational interpolation”, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, **49** (5), 801 – 813 (2001).
- [20] D. S. Weile and E. Michielssen, “Analysis of frequency selective surfaces through the blazing onset using Krylov model order reduction and Woodbury singularity extraction”, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, **49** (10), 1470 – 1478 (2001).
- [21] M. Bozzi, L. Perregrini, J. Weinzierl, and C. Winnewisser, “Efficient analysis of quase-optical filters by a hybrid MoM/BI-RME method”, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, **49** (7), 1054 – 1064 (2001).
- [22] G. Pelosi, A. Cocchi, and S. S  ller, “Electromagnetic scattering from infinite periodic structures with a localized impurity”, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, **49** (5), 697 – 702 (2001).

- [23] G. Manara, A. Monorchio, and R. Mittra, "Frequency selective surfaces desing based on genetic algorithm", *Electronic Letters*, **35** (17), 1400 – 1401 (1999).
- [24] S. Chakravarty, R. Mittra, and N. R. Williams, "On the application of the microgenetic algorithm to the design of broad band microwave absorbers comprising frequency selective surfaces embedded on multilayered dielectric media", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **49** (6), 1050 – 1059 (2001).
- [25] T. Itoh, "Spectral domain imittance approach for dispersion characteristics of generalized printed transmission lines", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, **28**, 733 – 736 (1980).
- [26] T. Itoh e R. Mittra, "Spectral domain approach for calculating the dispersion characteristics of microstriplines", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **21**, 496-499 (1973).
- [27] A. L. P. S. Campos, A. G. d'Assunção e M. A. B. Melo, "Frequency selective surfaces with anisotropic dielectric substrates", *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, **21** (3), 461 – 475 (2000).
- [28] A. L. P. S. Campos, M. A. B. Melo e A. G. d'Assunção, "Frequency selective surfaces with rectangular apertures on uniaxial anisotropic substrates", *Microwave and Optical Technology Letters*, **25** (2), 126 – 129 (2000).
- [29] J. O. McSpadden, T. Yoo, and K. Chang, "Theoretical and experimental investigation of a rectenna element for microwave power transmission", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **40** (12), 2359 – 2366 (1992).
- [30] Y. Rahmat-Samii e A. N. Tulinseff, "Diffraction analysis of frequency selective reflector antennas", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, **41** (4), 476 – 487 (1993).
- [31] British Aerospace web page:
<http://eleceng.ukc.ac.uk/~nes1/antennas/antoview.html>.

ESTADO ATUAL

3.1 – Introdução

Este capítulo destina-se a documentar o que foi e está sendo feito atualmente na área de superfícies seletivas em frequência. Serão dados exemplos das pesquisas publicadas em periódicos mais importantes da área do ano de 2006 até 2008. O capítulo foi dividido em quatro seções: a Introdução, novos arranjos, técnicas numéricas e computacionais e novas aplicações.

3.2 – Novos arranjos

Nesta seção serão discutidos os novos arranjos de superfícies seletivas em frequência (FSS) apresentados de 2006 a 2008.

Em [1] Huang *et. al.* apresentaram o entrelaçamento de elementos adjacentes convolucionados de dipolos cruzados. O termo convolucionado no contexto de estruturas de RF impressas foi inicialmente usado para descrever uma classe de arranjos de elementos complexos que exibem ressonâncias com longos comprimentos de onda em uma superfície com periodicidade pequena. Foi observado que o uso dos elementos convolucionados melhora a estabilidade angular das respostas em frequência da superfície, movendo as bandas de operação para longe da região da grade que é determinada pela periodicidade do arranjo. Em [1] foi mostrado que os elementos convolucionados provocam reduções de até 15 vezes na frequência de operação para superfícies com um único anteparo. A estabilidade da frequência com incidência oblíqua é observada sendo significativamente melhor que FSS de dipolos simples. A Figura 3.1 ilustra os elementos convolucionados [1].

Lee *et. al.* em [2] propõem uma FSS formada a partir de compósitos fabricados que transmitem microondas em certas

bandas de frequência. Os compósitos consistem de fibras de carbono e fibras dielétricas de baixas perdas que juntas formam padrões periódicos, nos quais as fibras de carbono refletem as ondas eletromagnéticas incidentes devido a sua condutividade, correspondendo às partes metálicas de uma FSS comum, enquanto as fibras dielétricas correspondem às aberturas, transmitindo certa porcentagem das ondas incidentes, dessa forma a estrutura corresponde a uma FSS indutiva. Diferente de FSS metálicas as FSS com compósitos metálicos mostraram transmissões próximas à frequência de ressonância, esse comportamento é característico desse tipo de estrutura devido à dificuldade de se alinhar perfeitamente fibras de espessuras irregulares. Uma das principais vantagens da estrutura proposta em relação à FSS tradicionais é a facilidade de se revestir superfícies irregulares e a integração com outros tipos de materiais. A estrutura proposta mostrou características de filtro passa-alta nas simulações. Essas características foram confirmadas pelas medições realizadas. A Figura 3.2 ilustra a FSS com compósitos [2].



Figura 3.1 – Elemento convolucionado [1].

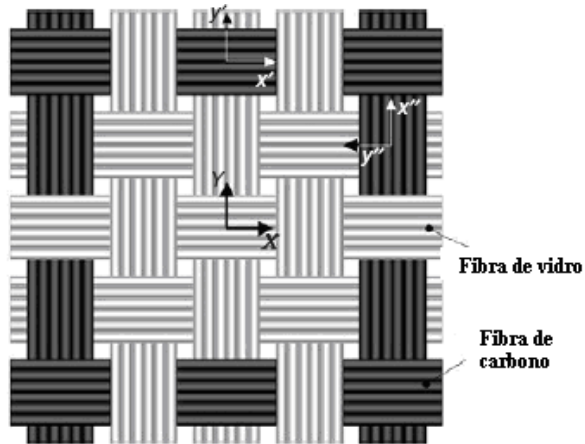


Figura 3.2 – FSS com compósitos metálicos [2].

Barbagallo *et. al.* apresentaram em [3] uma FSS com periodicidade pequena e largura de banda melhorada. A miniaturização é conseguida com o uso de elementos convolucionados. A largura de banda da estrutura aumenta na medida em que a periodicidade diminui. A Figura 3.3 ilustra os elementos utilizados [3].

Cui *et. al.* em [4] demonstraram a eficiência de um novo projeto de absorvedor eletromagnético planar. A estrutura foi criada fazendo-se buracos em uma camada de material absorvedor. Com o objetivo de melhorar a resposta da estrutura foram utilizados algoritmos genéticos, responsáveis pela otimizar da espessura, o número de buracos e sua distribuição sobre o material absorvedor. Para dar suporte aos algoritmos genéticos foi empregada uma técnica de análise baseada no método de Elementos Finitos com Contorno Integral (FE-BI) no domínio espectral, o que permitiu a flexibilidade na mudança do tipo de material analisado e eficiência na simulação de estruturas não homogêneas. Para efeito de comparação também foram criadas FSS com elementos resistivos através do mesmo procedimento. Os resultados de mostraram uma diferença de até 20 dB entre a

mínima potência refletida do material texturizado e da FSS. A Figura 3.4 ilustra uma superfície texturizada otimizada através de algoritmos genéticos [4].

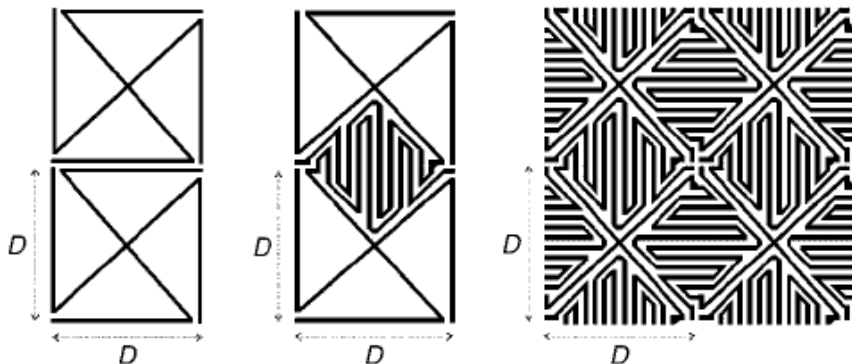


Figura 3.3 – Elementos convolucionados usados em [3].

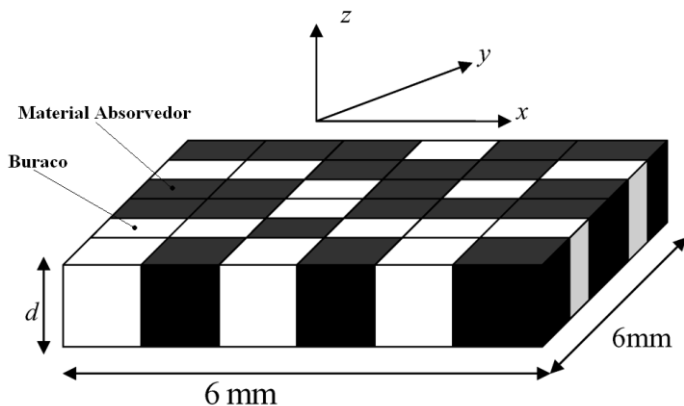


Figura 3.4 – Superfície texturizada utilizada em [4].

Em [5] Kamal *et. al.* apresentaram uma nova classe de FSS passa-banda, fazendo uso de dipolos ressonantes e estruturas do tipo abertura que possuem dimensões muito menores que o comprimento de onda. A FSS proposta é

composta por um plano formado a partir de um arranjo periódico de *patches* metálicos e por outro plano formado a partir de uma grade metálica, ambos os planos separados por um substrato dielétrico. Na estrutura o arranjo de *patches* constitui uma superfície capacitiva, enquanto que a grade metálica corresponde a uma superfície indutiva acoplada, que juntas agem como uma estrutura ressoante única. Os resultados obtidos das estruturas mostraram que a sensibilidade da resposta em função do ângulo de incidência diminui na medida em que o número de camadas aumenta. A Figura 3.5 ilustra a estrutura composta pelos *patches* capacitivos e a grade metálica [5].

Luo *et. al.* apresentaram em [6] uma FSS com duas frequências de ressonância (*dual band*) incorporando um substrato integrado com guias de onda (SIW). A célula da FSS proposta pode ser vista na Figura 3.6 [6]. A parte de cima e a de baixo da estrutura é composta por FSS do tipo abertura em forma de duas espiras retangulares concêntricas, enquanto que o interior é composto por material dielétrico onde cilindros metálicos ao redor das espiras ligam as placas metálicas na parte superior e inferior da estrutura. Com o objetivo de analisar o efeito do substrato integrado com guias de onda, os resultados da estrutura foram comparados com outra semelhante, sem a presença dos guias de onda. A comparação de resultados mostrou que a estrutura proposta apresentou grande seletividade de frequência e grande estabilidade em sua largura de banda para diferentes tipos de polarização e ângulos de incidência em relação à FSS do tipo abertura convencional.

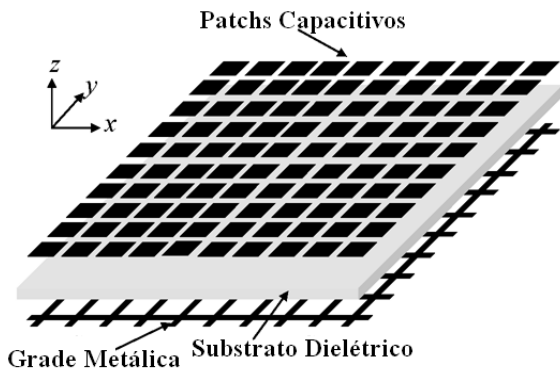


Figura 3.5 – Estrutura proposta em [5].

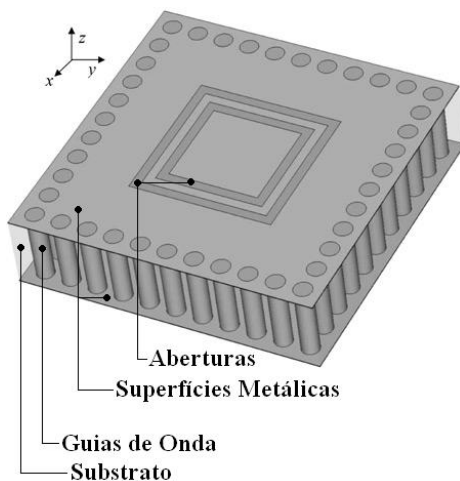


Figura 3.6 – FSS com Guias de Onda Incorporados [6].

Luo *et. al.* mostraram em [7] um filtro passa-banda baseado em múltiplas camadas de FSS em conjunto com guias de onda incorporados no substrato. A estrutura é composta por três FSS do tipo abertura em forma de espiras quadradas. As

FSS de cima e em baixo da estrutura possuem as mesmas dimensões, enquanto que a FSS do meio possui suas dimensões menores que as demais, obtendo-se assim uma frequência de ressonância diferenciada. O espaço entre a FSS de cima e a de baixo é totalmente preenchida por material dielétrico e guias de onda (cilindros metálicos) ao redor das espiras que são responsáveis por ligar as três placas. Os resultados medidos e simulados mostraram que a resposta do filtro não mudou com a variação da polarização ou ângulo de incidência da onda. Além disso, foi observado que a distância entre as FSS ficou menor que 4,17% do comprimento de onda, bem inferior aos 25% do comprimento de onda empregados em estruturas tradicionais multicamadas de FSS planares. O esboço da célula que compõe a estrutura pode ser vista na Figura 2.7 [7].

Em [8], Luo *et. al.* apresentaram novos projetos de estruturas baseadas em FSS guias de onda incorporadas ao substrato. A primeira estrutura foi baseada em trabalhos anteriores como [7] e é composta por três camadas FSS do tipo abertura com formato de dipolo cruzado, tendo a FSS central dimensões diferentes das demais. Além disso, o número de guias de onda que ligam a FSS superior com a FSS central é diferente do número de guias de onda que ligam a FSS central à FSS inferior. A segunda estrutura possui apenas uma camada e sua célula é composta pela união da FSS da parte superior da primeira estrutura e da FSS central dispostas lado a lado com suas respectivas quantidades de guias de onda. As duas estruturas apresentaram resposta parecida, embora a segunda tenha apresentado uma frequência de ressonância a mais devido ao acoplamento entre as células dispostas lado a lado. Além disso, a estrutura apresentou grande estabilidade de largura de banda com a variação da polarização e do ângulo de incidência, algo já esperado para FSS que possuem guias de onda incorporados em seu substrato. As células das FSS em questão podem ser vistas na Figura 3.8 [8].

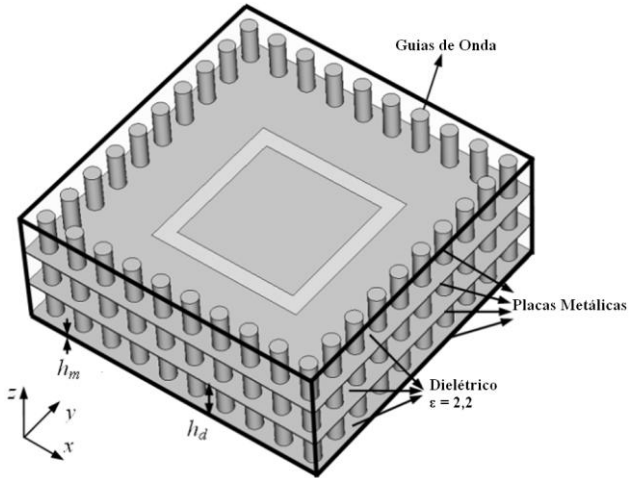
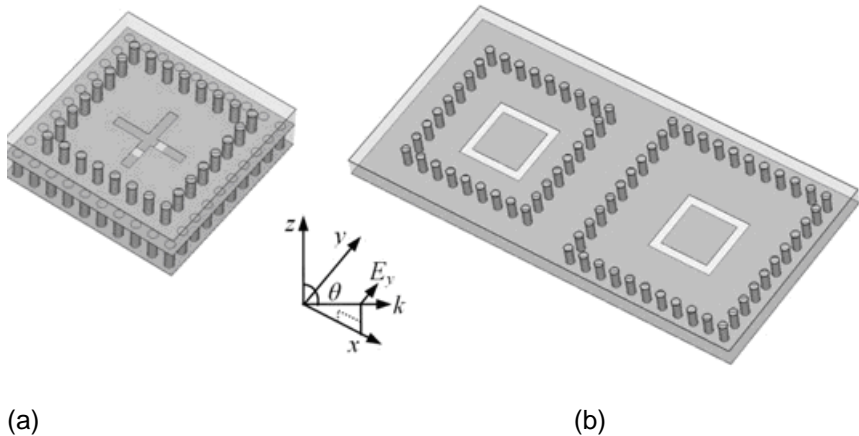


Figura 3.7 – FSS com múltiplas camadas e guias de ondas incorporados ao substrato [7].



(a)

(b)

Figura 3.8 – Ilustração para: a) Primeira estrutura; b) Segunda estrutura [8].

Zendejas *et. al.* em [9] apresentaram uma nova forma de se criar uma FSS reconfigurável utilizando sistemas microeletromecânicos (MEMS). A estrutura proposta é composta

por FSS do tipo *patch* metálico em forma de dipolo. Sobre os dipolos atua uma força normal ao plano do substrato gerada por um campo magnético estático. Os dipolos estão dispostos sobre a superfície do substrato, embora estejam fisicamente presos por apenas um lado a um material cujas propriedades físicas lhe permitem torcer sobre seu próprio eixo. Na medida em que o campo magnético aumenta de intensidade a força sobre os dipolos se intensifica fazendo com que eles se inclinem na direção normal ao plano do substrato. Dessa forma, a área que entra em contato com a onda incidente diminui e a resposta em frequência se altera. Os resultados experimentais mostraram que a estrutura em questão teve sua frequência de ressonância deslocada de 85GHz, com 0° de inclinação, para 90GHz, com 71° de inclinação. Porém, acima de 49° de inclinação, o coeficiente de transmissão não alcançou valores abaixo de -10 dB. A Figura 3.9 ilustra a estrutura em questão [9].

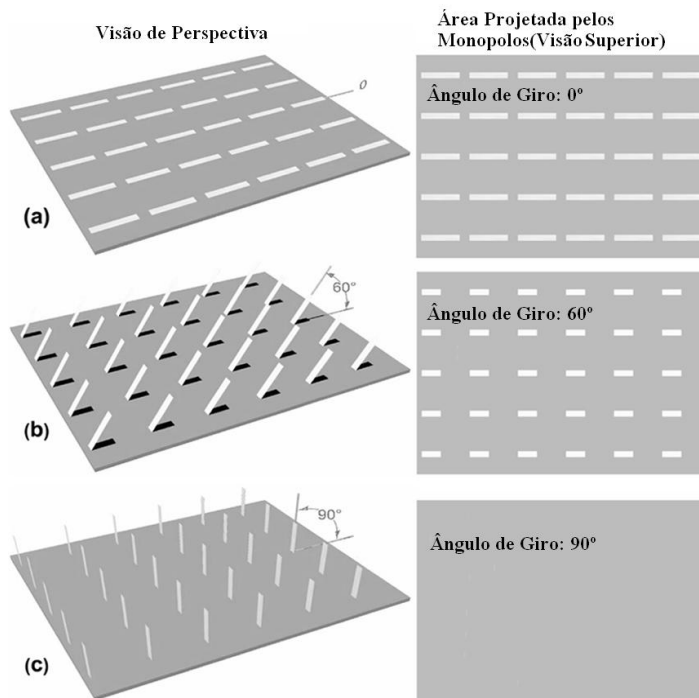


Figura 3.9 – FSS para vários ângulos de inclinação [9].

Bayatpu *et. al.* apresentaram em [10] um projeto para FSS de dimensões reduzidas. A estrutura é constituída de uma placa dielétrica onde estão dispostas duas FSS de dimensões e formatos diferentes. Um dos lados possui uma grade metálica, enquanto que o outro possui espiras retangulares. O grande diferencial dessa estrutura é a presença de capacitores que ligam as espiras às suas vizinhas. A indutância da espira, em conjunto com o capacitor constitui um filtro rejeita-banda. A FSS proposta pode ser vista na Figura 3.10 [10]. Os resultados medidos e simulados mostraram que a estrutura possui características de filtro passa-banda de elevada ordem mesmo contando com uma única camada dielétrica e uma célula de dimensões menores que 8,3% do comprimento de onda. A

elevada eficiência da estrutura foi alcançada através do acoplamento entre uma superfície indutiva e uma superfície rejeita-banda, uma de cada lado do substrato dielétrico. A frequência de atuação do filtro variou de 6 GHz a 10 GHz apenas variando a capacitância do capacitor entre as espiras de 0,7 pF a 0,2 pF.

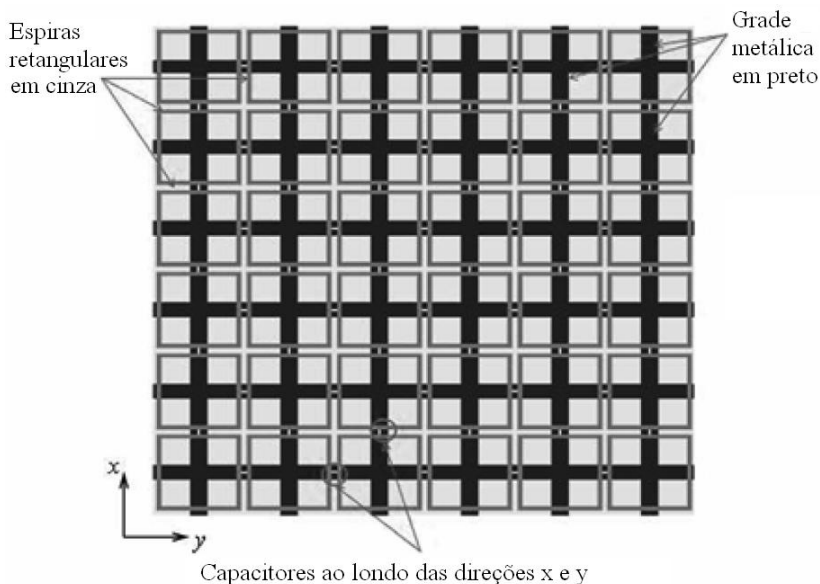


Fig 3.10 – FSS composta por uma grade metálica, espiras retangulares e capacitores [10].

3.3 – Técnicas numéricas e computacionais

Nesta seção serão discutidos os mais novos avanços na área de técnicas numéricas e computacionais empregadas em otimização, modelagem e síntese de Superfícies Seletivas de Frequência.

Civi *et. al.* mostraram em [11] um estudo detalhado sobre um arranjo de ondas de superfície guiadas (AGSW) em um arranjo planar finito de dipolos no ar livre e sobre substratos sob um plano de terra. Devido à largura desprezível dos dipolos, foi levada em consideração apenas a corrente gerada pelas ondas de superfície que fluíam na direção do comprimento do dipolo. O efeito das ondas de superfície sobre o arranjo de dipolos pode ser isolada através do método dos momentos (MoM), onde funções senoidais foram utilizadas como funções de base e funções de teste (Método de Garlekin). Quando a distância entre a fonte e a ponte em análise era menor que $2 - 2,5\lambda_0$, onde λ_0 representa o comprimento de onda, uma representação integral para a função diádica de Green na formulação do domínio espacial era utilizada. Quando a distância $2 - 2,5\lambda_0$ era maior que a distância entre a fonte e o ponto de análise uma forma assintótica fechada era utilizada para a representação da função diádica de Green. A comparação dos resultados simulados para um arranjo de dipolos infinito e o arranjo de dipolos finito mostrou significativa diferença, uma vez que fenômenos como a difração nas bordas da superfície passaram a ser consideradas.

Hosseini *et. al.* propuseram em [12] um circuito equivalente capaz de prever a largura de banda e a frequência de ressonância de uma FSS composta por *patches* em forma de cruz de Jerusalém sobre uma fina camada dielétrica acima de uma camada de metal condutor (plano de terra). Além de modelar a indutância sobre a superfície do *patch* e a capacitância gerada pela periodicidade da FSS, o modelo em questão também leva em consideração a indutância gerada pelo plano de terra do substrato, o que lhe garante uma precisão ainda maior. A precisão do modelo proposto pode ser verificada através de comparações dos resultados obtidos com programas proprietários como Ansoft Design e resultados provenientes da modelagem das estruturas. Os resultados mostraram que o erro entre a frequência de ressonância dada pelo modelo e a dada pelo Ansoft Design variou entre 2,1 e 6,67%. Os resultados para

a largura de banda também obtiveram um erro desprezível para efeitos práticos.

Em [13] Li *et. al.* apresentaram uma técnica baseada na estimação de parâmetros (MBPE) para, de maneira eficiente, interpolar as matrizes de impedância derivadas do método dos momentos aplicada em estruturas periódicas (PMM). No modelo em questão apenas os harmônicos de Floquet que tem maior influência sobre a banda de frequência de interesse são utilizados para aproximar a matriz de elementos, enquanto que os outros harmônicos de elevada ordem são representados por dois termos adicionais. A combinação do método dos momentos com a técnica de estimação de parâmetros apresentou grande eficiência em relação ao esforço computacional despendido na solução da matriz de impedância. A velocidade dessa combinação de técnicas possibilitou o desenvolvimento de um programa de otimização de superfícies seletivas de frequência baseado em algoritmos genéticos. A combinação das duas técnicas possibilitou uma rápida obtenção das características de cada geração. Para demonstrar a eficiência do método foram propostas três estruturas. A primeira estrutura consistiu de duas FSS, cada colocada entre duas camadas dielétricas, enquanto que as outras duas consistiam de FSS não convencionais. Em todos os exemplos apresentados a combinação das técnicas fez com que o algoritmo genético convergisse com um ganho de tempo considerável em comparação ao método tradicional.

Boutayeb *et.al.* em [14] apresentaram uma nova expressão analítica para a equação de dispersão de estruturas periódicas radiais. A estrutura periódica considerada é composta por um conjunto de cilindros paralelos que formam uma superfície seletiva de frequência, e a equação de dispersão é calculada a partir de um modelo equivalente de linhas de transmissão. O modelo foi desenvolvido admitindo-se que a onda incidente era originada no centro radial da estrutura e tinha formato cilíndrico. Para validar a expressão analítica um programa de simulação baseado no método das diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD) foi utilizado para obter dos campos dentro e fora da

estrutura. A partir desses valores de campo os coeficientes de transmissão e reflexão puderam ser obtidos utilizando-se a nova expressão. Os resultados obtidos se mostraram em conformidade com a largura de banda da estrutura deduzida a partir dos coeficientes de transmissão.

Em [15], Fallahi et al. realizaram um comparativo entre diversos tipos de algoritmos normalmente empregados na otimização de células de superfícies seletivas de frequência. Os algoritmos incluem sete otimizadores binários estocásticos, baseados no conceito de algoritmos genéticos e estratégias evolucionárias, assim como um algoritmo otimizador quase determinístico baseado em estratégias do tipo “subida da montanha”. Os resultados mostraram que o algoritmo baseado na “subida da montanha” e um dos tipos de algoritmo microgenético obteve melhor desempenho, embora piorassem na medida o número de indivíduos que compunham a população aumentasse. Os algoritmos que tiveram os piores desempenhos foram os baseados em estatísticas de buscas aleatórias e os baseados em mutação. Com relação a capacidade de se alcançar o valor ótimo, novamente o algoritmo baseado na “subida da montanha” e o baseado em algoritmos microgenéticos obtiveram os melhores resultados. O primeiro mereceu destaque especial por ter 90% de chance de alcançar o valor ótimo quando utilizando reduzido número de indivíduos.

Dubrovka *et. al.* propuseram em [16] um novo circuito equivalente de uso geral capaz de modelar superfícies seletivas de frequência de pequena espessura. O método é baseado no fato de que a descontinuidade em um guia de onda pode ser representada por uma simples admitância, caracterizando uma potência reativa, ao redor dessa descontinuidade. Isso pode se expresso como uma soma das admitâncias de maior ordem multiplicadas pelo quadrado das integrais do produto escalar do campo na abertura e os campos transversos de maior ordem. O método exibiu grande precisão quando comparado com circuitos equivalentes convencionais e é eficaz para qual quer ângulo de incidência, proporcionando um melhor entendimento de como

uma estrutura de FSS particular opera e potencialmente permitir a síntese de uma FSS através da otimização dos parâmetros do circuito. Os resultados proporcionados pelo modelo mostraram-se bastante próximos dos resultados derivados de métodos mais rigorosos e de softwares comerciais como o Ansoft Design. Além disso, a técnica apresentada mostrou-se muito mais rápida que outras técnicas de solução mais rigorosa como FDTD, PMM e FEM.

Em [17] Hoorfar fez um review sobre os mais recentes avanços em programação evolucionária e sua aplicação em antenas, microondas, superfícies seletivas de frequência e otimização de circuitos de rádio frequência. Nesse artigo foi apresentado um algoritmo meta-evolucionário e o método utilizado para gerar as mutações. Foi discutido também o uso de um algoritmo híbrido que utiliza análise de cluster e o método do gradiente. O algoritmo meta-evolucionário utiliza um par de indivíduos (pais) para gerar outros dois (filhos), de modo que, parte da informação de cada um dos pais estará presente na próxima geração. No processo de criação de uma nova geração um fator aleatório de mutação é criado a partir de distribuições probabilísticas (distribuição Gaussiana, Cauchy e Poisson). Adicionalmente também foi criada uma função de distribuição probabilística híbrida a partir da Gaussiana e a de Cauchy. Os resultados mostraram que a distribuição probabilística híbrida apresentou bons resultados comparados aos demais e pôde trazer consideráveis benefícios quando aplicado em otimização de superfícies seletivas de frequência.

Silva e Campos apresentaram em [18] uma rede neural modular capaz de analisar e modelar os parâmetros de espalhamento de uma FSS, na faixa de 6 a 14 GHz, em função das dimensões de dipolos que compõem um arranjo de estruturas periódicas dispostas sobre um substrato dielétrico anisotrópico. A rede neural modular proposta consiste em se constituir sub-redes neurais multi-camadas completas e especializadas cujas funções de ativação são não-lineares, ligadas entre si por uma terceira rede neural multi-camadas,

formando uma rede capaz de descrever o sistema de forma mais completa. Como parâmetros de entrada foram utilizados as seguintes variáveis: frequência, a espessura do substrato e a periodicidade da FSS. O algoritmo de aprendizagem utilizado foi o *back-propagation* e os pontos de treinamento foram obtidos através do método dos momentos, um método de onda completa conhecido por sua precisão. Em comparação com redes neurais tradicionais a rede neural proposta apresentou reduzido erro quadrático médio (MSE), menor esforço computacional e tempo de treinamento, uma vez que cada sub-rede pôde ser treinada individualmente com um número de pontos de treinamento menor. Além disso, a rede neural proposta apresentou-se em conformidade com os resultados obtidos através do método dos momentos.

Schuchinsky *et. al.* apresentaram um método numérico analítico rigoroso utilizado para o estudo de arranjos periódicos de aberturas de diferentes dimensões em um meio estratificado em [19]. Os coeficientes de transmissão e reflexão para ondas TE e TM foram obtidas da solução de equações integrais e diferenciais para correntes magnéticas sobre as aberturas. O método de Galerkin com funções de base de domínio inteiro, utilizado para encontrar as singularidades dos campos nas bordas de toda a abertura, excluindo as quinas, foi adaptado para a análise de aberturas com os mais diferentes formatos. Um extensivo estudo paramétrico de FSS de uma ou duas camadas com elementos diferentes revelou o mecanismo físico por trás da anomalia de Luebbers. Além disso, mostrou-se claramente que aberturas de tamanhos diferentes, mas com formas iguais apresentam frequências de ressonância diferentes, o que causa ambigüidade na definição de um tamanho de abertura efetiva. Os resultados de extensivos testes de convergência comparações com simulações alternativas e medições mostraram grande precisão e eficiência da técnica desenvolvida.

Em [20] Ge *et. al.* apresentaram uma eficiente técnica eletromagnética de onda completa para caracterizar e projetar estruturas metamateriais periódicas. Primeiro o método as

diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD) com condições de contorno periódico e PML uniaxial foi desenvolvido para prever a performance de uma superfície condutora de magnetismo em forma de cogumelo, posteriormente estendido para caracterizar um material com índice de refração negativo consistindo de elementos de linhas de transmissão concentrados e espalhados. Então uma nova técnica computacional foi desenvolvida para otimizar e projetar estruturas metamateriais periódicas integrando FDTD no domínio espectral com algoritmos micro-genéticos. A primeira ação do programa é definir os parâmetros iniciais e gerar aleatoriamente uma determinada quantidade de bits (primeira geração). Esses bits são agrupados de forma a compor um triângulo que preenche 1/8 de uma matriz quadrada e em seguida são replicados de forma a cobrir toda a matriz, como pode ser visto na Figura 3.11 [20]. Em seguida cada elemento das matrizes é transformado em uma célula espacial para utilização do método FDTD. Depois que os parâmetros de todas as estruturas foram obtidos eles são avaliados, cruzados e sofrem mutação antes de darem origem à nova geração. O loop acaba quando uma das estruturas apresenta as características desejadas. A eficiência dessa técnica pode ser comprovada por ter conseguido com sucesso produzir duas FSS com plano de terra, sendo uma delas um filtro de banda dupla (*dual band*). Do ponto de vista da otimização da estrutura, o algoritmo pode ter seu tempo de convergência reduzido, dependendo do grau de exatidão pretendido.

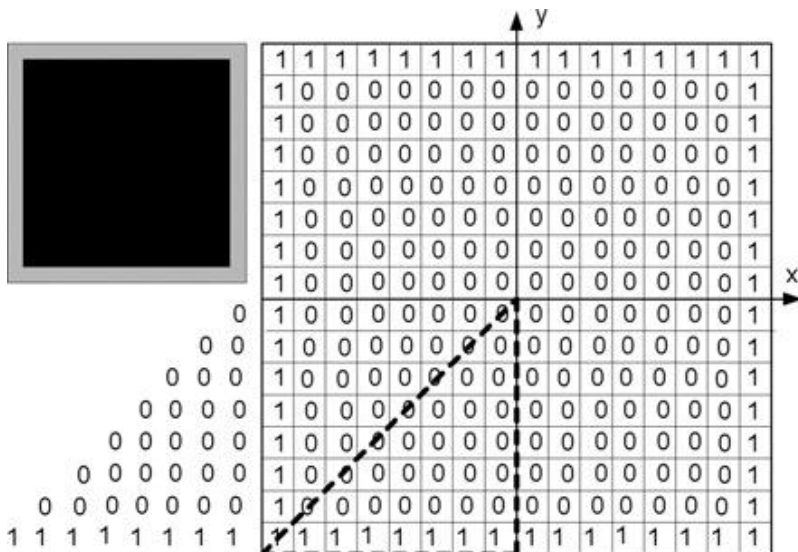


Figura 3.11 – Codificação dos bits em uma célula de uma FSS [20].

Kosmas *et. al.* apresentaram em [21] a aplicação do método das diferenças finitas no domínio do tempo na análise de uma estrutura composta por uma antena planar sobre uma superfície seletiva de frequência do tipo *patch* condutor em forma de dipolo. Durante a construção do programa foram avaliadas várias variantes do método FDTD. Dentre as condições de contorno absorvedoras que apresentaram os melhores resultados para a essa aplicação a que mais se destacou foi a camada perfeitamente casada uniaxial (UPML). Para representar o sinal no domínio da frequência também foram utilizadas a transformada rápida de Fourier (FFT) e a aproximação de Padé. A aproximação de Padé foi a única que conseguiu mostrar as duas frequências de ressonância da estrutura. Para gerar o sinal da fonte foi utilizado o pulso eletromagnético modulado de Gabor na faixa de 2 à 20GHz. Os resultados da simulação mostraram-se em conformidade com os resultados simulados, principalmente comparando a localização dos lóbulos principais e secundários dos dois diagramas de radiação (simulado/medido).

Genovesi *et. al.* propuseram em [22] a utilização do método enxame de partículas (PSO) para otimização de superfícies seletivas de frequência. O método estocástico é baseado no comportamento de animais em bando, onde cada indivíduo transmite informações para o bando, contribuindo para encontrar uma posição ótima no espaço. Esse método foi adaptado para a otimização de FSS fazendo com que a posição no espaço assuma valores entre 0 e 1, para um caso binário, e a velocidade da partícula represente o valor da probabilidade. A técnica de otimização proposta apresentou não somente flexibilidade no seu uso, como também se mostrou bastante eficiente em termos de tempo de computação.

Em [23] Bossard *et. al.* apresentaram uma superfície seletiva de frequência que trabalha na faixa do infravermelho longo como um filtro rejeita-faixa, alcançando valores de atenuação menores que 10 dB. Para a síntese da FSS multi-banda de camada única foram empregados fractais e algoritmos genéticos. O emprego de fractais se justificou pelo fato de apresentarem múltiplas frequências de ressonância, e com a utilização do método dos momentos pôde-se simular fractais baseados em dipolos cruzados e quadrados. Com a ajuda das simulações obtidas pôde-se otimizar as dimensões de cada fractal para que trabalhassem nas frequências desejadas, que mais tarde puderam ser validadas através de comparações com medições. A segunda abordagem utilizada para gerar uma FSS de camada única trabalhando na faixa do infravermelho longo como um filtro rejeita-banda foi utilizando algoritmos genéticos, que possibilitaram uma maior quantidade de formas para as células e, conseqüentemente, uma maior possibilidade de se encontrar um filtro com as características desejadas. Além disso, o mesmo método foi utilizado para otimizar uma outra FSS na mesma faixa de frequência mas com três frequências de ressonância. Os resultados simulados e medidos puderam comprovar a eficácia do método para os dois tipos de filtro.

Lin *et. al.* apresentaram uma análise de onda completa para superfícies seletivas de frequência em [24] onde o substrato

pode ser anisotrópico elétrico ou magnético. O procedimento analítico foi baseado no método de Garlekin no domínio espectral, e as funções diáticas de Green no domínio espectral da estrutura foram derivadas diretamente das leis de Maxwell. O método de análise proposto mostrou-se em conformidade com outros trabalhos já publicados. Além disso, observou-se a variação da frequência de ressonância de estruturas de diferentes meios quando seus eixos principais sofriam certa rotação. Após a análise detalhada dos resultados simulados e medidos pôde-se observar que o método é válido para análise de FSS depositados sobre substratos anisotrópicos.

Wang *et. al.* apresentaram em [25] uma análise de onda completa para superfícies seletivas de frequência depositadas sobre substratos anisotrópicos biaxiais. Inicialmente as equações integrais são passadas para o domínio espectral através do teorema de Floquet, e posteriormente são resolvidas através do método dos momentos. Assim como a imitância da onda em um substrato anisotrópico biaxial pode ser representada de forma fechada, a matriz de impedância resultante pode se obtida convencionalmente através do método da imitância aproximada no domínio espectral (SDI). O modelo de análise proposto pôde ser validado através de comparações entre os valores obtidos pelo método e por medições realizadas.

3.4 – Novas aplicações

Nesta seção serão discutidas as mais recentes aplicações de superfícies seletivas de frequência, indo de isolamento eletromagnético de ambientes à otimização de lentes dielétricas.

Luo *et. al.* investigaram em [26] as propriedades de transmissão de uma antena corneta cuja abertura está preenchida por uma FSS do tipo abertura com guias de onda integrados ao substrato, dessa forma sendo denominado de filtena (filtro + antena). A forma da célula foi derivada do cruzamento de 4 dipolos e ao seu redor se encontravam os guias de onda integrados ao substrato. A filtena teve seus parâmetros

otimizados através do programa de simulação eletromagnética CST e seu desempenho pode ser verificado através de medições. A comparação dos resultados obtidos da antena corneta e da filtena mostraram que os parâmetros se mantiveram quase inalterados. Os resultados mostraram que a estrutura possui grande utilidade em transmissões seletivas de frequência, podendo ser empregado em plataformas militares na redução da assinatura de radar. A Figura 3.12 mostra a filtena construída em [26].

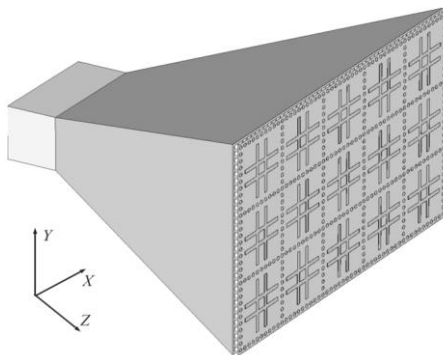


Figura 3.12 – Filtena proposta em [26].

Em [27] Sung *et. al.* investigaram e demonstraram a redução do nível de interferência em um sistema de comunicação sem fio alterando fisicamente o ambiente. Para tanto, uma divisória de escritório comum foi transformada em uma superfície seletiva de frequência. Os resultados medidos mostraram que sinais externos na faixa de 5,6 a 6 GHz (IEEE 802.11a) sofreram atenuações de 10 a 15 dB em relação a uma divisória convencional, resultando em uma redução considerável do nível de interferência do sinal. Nas outras faixas de frequência o sinal não mostrou atenuações relevantes em relação à divisória comum. A FSS em questão é composta por espiras metálicas quadradas depositadas sobre um substrato extremamente fino, que é facilmente colada sobre superfície da divisória. As dimensões da FSS foram otimizadas através de um modelo

matemático baseado em um circuito equivalente, que pôde ser validado após a realização das medições. Dessa forma, um sistema baseado em comunicações sem fio pode ter seu desempenho melhorado reduzindo a interferência oriunda de sistemas próximos.

Uma superfície seletiva de frequência capaz de refletir e absorver sinais de redes WLAN (5GHz) foi proposto por Kiani *et. al.* em [28]. O grande diferencial da estrutura está no fato de que sinais em 5GHz são refletidos ou absorvidos, enquanto que as outras faixas de frequência não sofrem modificações relevantes. A FSS proposta foi composta por duas camadas, uma com dipolos cruzados de material condutor tradicional, e a outra composta por dipolos cruzados de material resistivo, separadas entre si por uma distância de $\lambda/4$. Na região interna do cômodo, onde se pretende melhorar a eficiência de uma rede WLAN, a camada composta por dipolos cruzados de material resistivo absorve o sinal interno impedindo que ele reflita nas paredes reduzindo assim a interferência devido aos múltiplos percursos. Na região mais externa do cômodo a camada composta por dipolos cruzados de material condutor é responsável por refletir o sinal de redes WLAN vizinhas, reduzindo a interferência co-canal. A simetria dos dipolos cruzados permite uma eficiência igual para ondas incidentes polarizadas horizontalmente e verticalmente. Os autores também citam os benefícios que esse tipo de estrutura pode trazer se implementado em uma empresa, como impedir o acesso não autorizado de pessoas a uma rede privada e a otimização da qualidade do sistema com o aumento do número de canais (reuso de canais).

Boutayeb *et. al.* propuseram em [29] uma antena diretiva reconfigurável baseada na utilização de um arranjo periódico de cilindros metálicos. Essa estrutura é circular e radialmente periódico, e é excitada no centro através de uma antena omnidirecional. A análise foi baseada no cálculo dos coeficientes de recepção e transmissão de uma única estrutura seletiva de frequência de forma cilíndrica e em seguida, foi considerada

somente a interação de modo fundamental, e a partir daí a resposta em frequência de uma FSS cilíndrica com múltiplas camadas pôde ser dada. Para essa estrutura, uma nova fórmula analítica foi desenvolvida, e sua precisão foi comprovada através da comparação dos resultados obtidos através do método das diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD). Como no caso de estruturas periódicas retangulares, a FSS cilíndrica exibiu comportamento de passa-faixa e rejeita-faixa. Além disso, a estrutura proporciona uma variação da diretividade introduzindo defeitos na periodicidade da estrutura. Usando esse conceito, uma nova antena de diretividade variável foi desenvolvida e testada. Os resultados teóricos mostraram-se em conformidade com os resultados experimentais. O protótipo construído mostrou uma largura de banda de 28% e o ganho entre 12 e 16 dB. O diagrama esquemático do protótipo construído pode ser visto na Figura 3.13 [29].

Em [30] Kehn *et. al.* investigaram as propriedades de transmissão de um guia de onda cujas paredes laterais foram revestidas por superfícies seletivas de frequência do tipo patch com elementos metálicos retangulares. A análise da estrutura foi realizada através do método dos momentos em conjunto com um algoritmo capaz de calcular o efeito de múltiplas camadas de FSS no domínio espectral. Os resultados da análise através do método proposto puderam ser validados através da comparação entre resultados simulados provenientes de um programa comercial de simulações eletromagnéticas (CST) e os resultados medidos. A partir dos resultados apresentados pôde-se verificar a potencial utilização desse tipo de estrutura para realizar transmissões seletivas de frequência, cujas propriedades variam em função da FSS empregada.

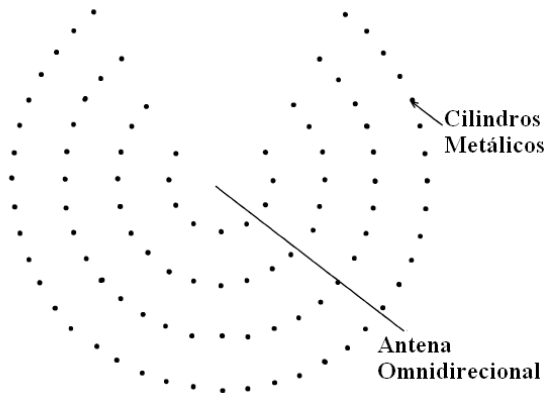


Figura 3.13 – Visão superior da estrutura proposta [29].

Os potenciais benefícios em termos de ganho da capacidade de sistemas com múltiplas entradas e múltiplas saídas (MIMO) com o uso de superfícies seletivas de frequência em ambientes internos foi demonstrado em [31] por Raspopoulos *et. al.* Foi demonstrado através de simulações que a utilização de FSS em um ambiente interno é capaz de aumentar a vazão de dados em sistemas com múltiplas entradas e múltiplas saídas. A melhora no desempenho desse tipo de sistema é proveniente da diminuição da correlação entre os sinais. Além disso, os resultados indicaram que a capacidade de sistemas MIMO depende da complexidade do arranjo da superfície seletiva de frequência.

Gustafsson *et. al.* apresentaram em [32] uma janela seletiva de frequência capaz de filtrar comprimentos de onda na faixa do infravermelho, permitindo a isolamento térmica em lugares fechados, e permitindo que serviços de telefonia celular e GPS possam ser acessados do seu interior sem que sofram atenuação. A FSS proposta utiliza um arranjo de espiras em forma de hexágonos regulares, conhecidos pela largura de banda e estabilidade para diferentes ângulos de polarização. O método numérico utilizado para simular a resposta da FSS foi baseado no método dos elementos finitos e no método das

diferenças finitas no domínio do tempo. Embora os resultados simulados tenham sido obtidos através de métodos conhecidos pelo grau de precisão, os resultados simulados mostraram uma resposta em frequência diferente do esperado. Essa diferença foi decorrente de irregularidades decorrentes do método de fabricação adota. A resposta da janela construída também se apresentou sensível a presença de pessoas próximas. Outra limitação da janela seletora de frequência evidenciada nesse trabalho foi a necessidade de se utilizar uma janela de dupla camada de vidro para poder ser empregada. Além disso, o fator que mais teve impacto nas medições foram as pequenas dimensões da janela onde a FSS foi empregada. Embora as medições não tenham apresentado o resultado esperado, a janela seletora de frequência ainda apresentou um coeficiente de transmissão 10 dB maior que a janela original.

Em [33] Lee *et. al.* apresentaram uma estrutura seletiva de frequência fina capaz de aumentar a diretividade de uma antena *patch* em duas frequências bem definidas. A estrutura é composta por duas FSS do tipo *patch* condutor em forma retangular separadas por material dielétrico. As duas superfícies seletivas de frequência possuem dimensões e periodicidade diferentes como pode ser vista na Figura 3.14 [33]. A espessura da FSS de dupla camada foi reduzida para menos que 1/10 do comprimento de onda e funciona como um superestrato de uma antena *patch* melhorando a diretividade para duas faixas de frequência bem definidas. As dimensões da estrutura seletiva de frequência foram derivadas de simulações baseadas em uma única célula da FSS de modo a encontrar a resposta em frequência desejada. Ao final desse trabalho a estrutura proposta foi construída e mostrou que as simulações estavam em conformidade com os valores medidos. Os resultados mostraram uma diferença de 5 a 6 dBi na diretividade entre a antena *patch* convencional e a antena com o superestrato.

Em [34] Anderson *et. al.* investigaram a utilização de superfícies seletivas de frequência baseadas em plasma. Além da condutividade elétrica presente no plasma, a FSS baseada

em plasma possui ainda a capacidade de ser “ligada” ou “desligada”, algo que não pode ser conseguido com FSS’s baseadas em metais condutores. A FSS construída é composta por *patches* retangulares sobre material dielétrico. Essa possibilidade de chaveamento da FSS baseada em Plasma pode ser explorada em trabalhos futuros com o chaveamento de cada dipolo individualmente, o que poderia fazer com que a FSS pudesse ser re-configurada para trabalhar em outras freqüências. Os resultados simulados foram obtidos através do método dos momentos e puderam ser validados através das medições realizadas. As simulações foram realizadas partindo do princípio de que a estrutura era composta por um arranjo infinito de elementos, o que explica pequenas variações entre os resultados medidos e simulados.

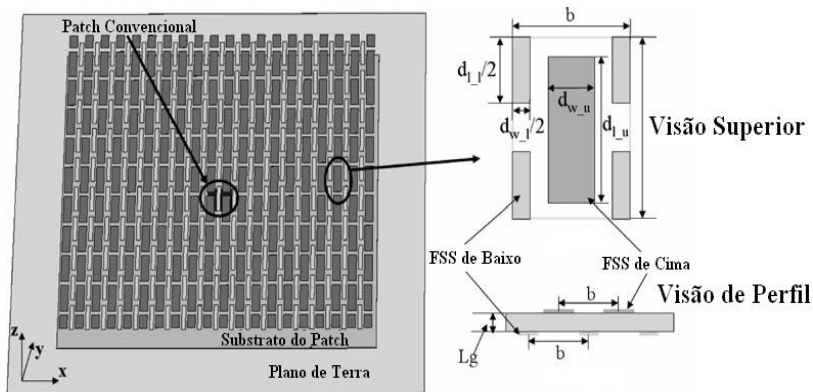


Figura 3.14 – Estrutura seletiva de freqüência sobre uma antena patch [33].

Raspopoulos *et. al.* apresentaram um estudo em [35] onde analisam a influência do tamanho da camada de ar entre uma FSS e diferentes tipos de material utilizado na construção de paredes. Quando superfícies seletivas de freqüência são posicionadas na superfície de paredes seu comportamento pode sofrer significantes alterações quando comparado com seu comportamento quando está em volta de ar por todos os lados. Simulações através do método CFDTD e medições em câmaras

anecóicas mostraram que para distâncias maiores que $\lambda/10$ de camada de ar entre a FSS e uma parede a influência dela sobre a FSS se anula. Além disso, foi observado que essa distância definida não varia de acordo com o tipo de material com que é normalmente constituída uma parede (tijolo, concreto, plástico e MDF).

Uma técnica foi desenvolvida para aumentar o desempenho de absorvedores de radar de transição geométrica em baixas frequências baseada em pirâmides de espuma com perdas em [36] por Ford *et. al.* A técnica faz uso do fato de que em altas frequências, somente a região de transição geométrica é considerada enquanto que em baixas frequências, toda a espessura do absorvedor interage com a onda incidente. Para melhorar o desempenho do absorvedor em baixas frequências, sem comprometer sua resposta para altas frequências, uma e mais superfícies seletivas de frequência foram inseridas na base da estrutura. Outras vantagens observadas no emprego de FSS, além de melhorar o desempenho do absorvedor em baixas frequências, são o baixo impacto sobre a espessura da estrutura resultante e baixo custo de construção. A comparação entre os resultados da estrutura absorvedora proposta e uma convencional mostraram um sensível aumento da absorção de baixas frequências com o emprego de FSS com elementos em forma de espiras retangulares com uma e duas camadas.

Luo *et. al.* investigaram em [37] o impacto no desempenho de superfícies seletivas de frequência quando guias de onda são inseridos no substrato através do método das diferenças finitas no domínio da frequência (FDFD) combinado com o método da decomposição do domínio (DDM). Modelos de circuito equivalente e simulações de onda completa com FDFD-DDM foram combinados para criar e otimizar as dimensões da superfície seletiva de frequência. Os resultados numéricos mostraram que a propriedade de seletividade da FSS pode ser melhorada de forma considerável desde que possua forma e dimensionamento correto e com o aumento de camadas de FSS com guias de onda integrados ao seu substrato. A FSS com

guias de onda integrados no substrato e múltiplas camadas pode ser vista na Figura 3.15 [37]. Além disso, observou-se que a resposta em frequência da estrutura proposta é estável para diferentes ângulos de incidência e de polarização.

Wickenden *et. al.* desenvolveram em [38] uma FSS capaz de operar na faixa de 2 a 18 GHz e baseada na análise de um arranjo de espiras ressoadoras. O espectro de transmissão de uma onda incidente linearmente polarizada sobre cada arranjo exibiu múltiplas frequências de ressonância que variavam junto com o ângulo de incidência e polarização empregada. A análise dos resultados mostrou que as espirais ressoadoras agem basicamente como agentes que agem rotacionando a radiação incidente e as frequências de ressonância estão em função do ângulo de rotação e a inclinação da polarização. Além disso, observou-se que a frequência de uma dada ressonância pode ser conseguida diminuindo o tamanho da espiral e que é independente do tamanho do arranjo ou da periodicidade da FSS. Os resultados medidos puderam ser confirmados através da comparação com os resultados obtidos através de softwares comerciais de simulação eletromagnética.

Condutores artificiais de magnetismo foram desenvolvidos por Hiranandani *et. al.* a partir de superfícies seletivas de frequência do tipo abertura e do tipo *patch* em forma de dipolo sobre camadas dielétricas com plano de terra em [39]. As FSS responderam a duas frequências bem definidas e o arranjo de estruturas periódicas foi baseado em dipolos e aberturas com orientações diferentes. Superfícies de alta impedância com duas e três frequências de ressonância podem ser vistas na Figura 3.16, foram criadas usando superfícies seletivas de frequência com elementos de diferentes formatos e que puderam ser utilizados em polarizações TE e TM. As FSS do tipo *patch* condutor em forma de espiras circulares e retangulares resultaram em superfícies de alta impedância com duas frequências de ressonância e banda larga. Foram utilizadas como plano de terra de uma antena monopolo convencional resultando em uma antena de baixo perfil. Os resultados

medidos e teóricos mostraram que a antena teve seu desempenho melhorado devido à diminuição das ondas de superfície na estrutura.

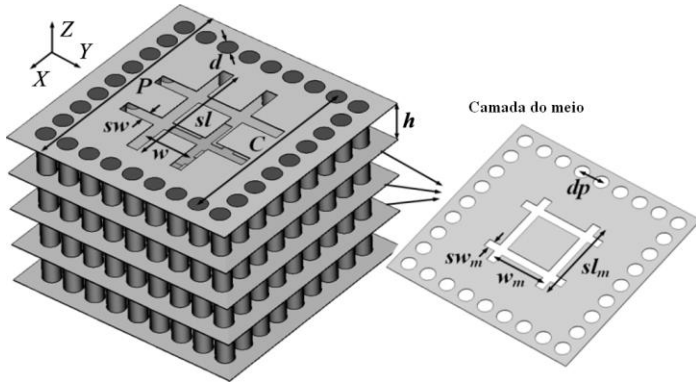


Figura 3.15 – Célula de uma FSS com guias de onda integrados no seu substrato e com múltiplas camadas [37].

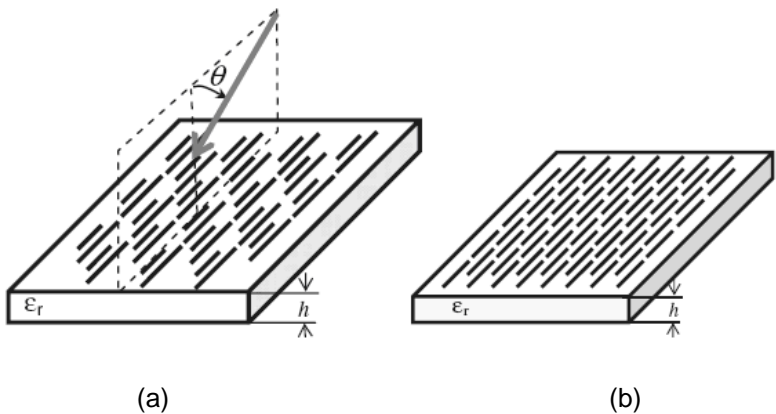


Figura 3.16 – Superfícies seletivas de frequência desenvolvidas em [39]: a) FSS com três frequências de ressonância. b) FSS com duas frequências de ressonâncias.

Em [40] Parker *et.al.* mostraram um estudo sobre o impacto do número de elementos de uma FSS na eficiência da

seletividade de frequência. Alguns métodos numéricos mostram a resposta em frequência de superfícies seletivas de frequência assumindo que possui infinitos elementos. Esse trabalho teve como objetivo encontrar um número mínimo de elementos suficiente para que possa ser usado em lugares de dimensões reduzidas sem que seu desempenho seja afetado de maneira significativa. Foram construídas superfícies seletivas de frequência em forma de espiras quadradas que possuíam número de elementos variando entre nove e quatro, com uma e duas camadas separadas por camada de ar. Os resultados mostraram que a FSS com a matriz de elementos 3x3 obteve a resposta esperada de um filtro passa-banda e que o aumento da distância entre a parede e a FSS aumentou a sua eficiência. Para a FSS com uma matriz de 2x2 elementos os melhores resultados foram obtidos quando cascadeada com outra FSS com o mesmo número de elementos separados por uma distância de 100 mm. Os resultados obtidos para todas as estruturas mostraram que superfícies seletivas de frequências podem ser construídas com reduzido número de elementos e empregados em filtragem de faixas de frequência em paredes e divisórias.

Goussetis *et. al.* investigaram em [41] as características de um arranjo planar de elementos metálicos periódicos sobre um substrato dielétrico com plano de terra. Pela primeira vez a corrente induzida sobre o arranjo e seu estudo revelou dois fenômenos distintos na ressonância dessas estruturas. Uma nova técnica foi apresentada para adaptar a posição no espectro quando a FSS é encarada como um conduto artificial de magnetismo (AMC) e EBG. A análise das estruturas através dessa técnica mostrou que a frequência de operação da estrutura, quando encarada como AMC, aumenta com o aumento da periodicidade da estrutura, enquanto que a frequência de operação da estrutura como EBG diminui. O efeito da espessura do substrato na resposta em frequência também pôde ser investigado através da implementação do método de análise de onda completa dos momentos, onde características como

correntes induzidas, relação de dispersão e reflexões puderam ser obtidas e comparadas com valores medidos.

A transmitância espectral de uma superfície seletiva de frequência constituída de dois arranjos de aberturas circulares curto-circuitadas é apresentada em [42] por Dickie *et. al.* A FSS foi desenvolvida com o objetivo de prover uma isolamento de, no mínimo, 20 dB entre as bandas de frequência de 316,5 – 325,5 GHz e 349,5 – 358,5 GHz e ondas incidentes TE e TM com ângulo de incidência de 45°. Os resultados medidos e simulados se mostraram em conformidade quando analisada a resposta em frequência da estrutura, mas pequenas diferenças na atenuação do sinal foram atribuídas à condutividade limitada do material utilizado. O formato da célula pode ser vista na Figura 3.17 [42].

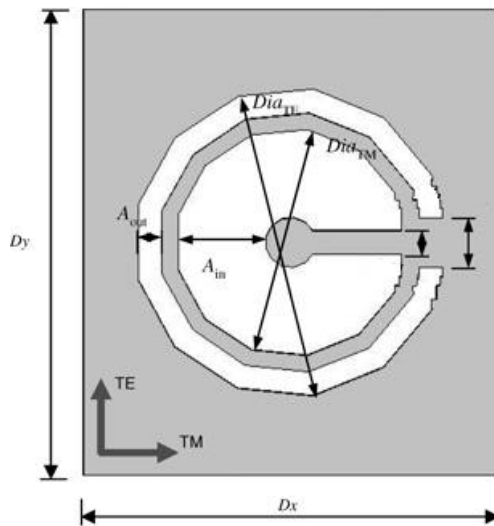
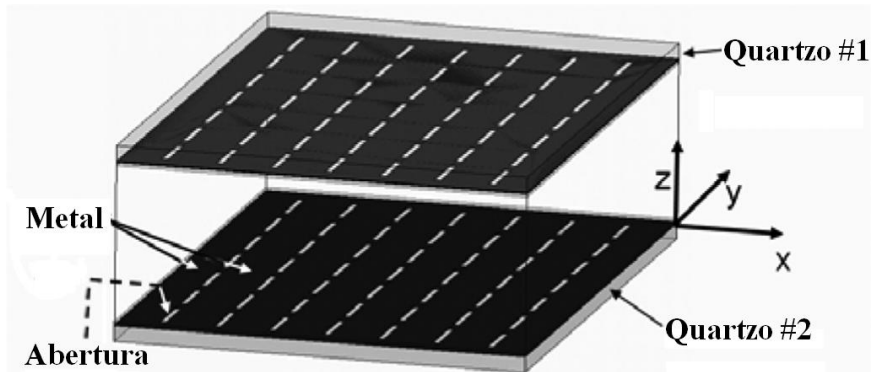


Figura 3.17 – Célula da FSS proposta em [42]. A cor cinza representa o metal, enquanto que a cor branca representa a abertura.

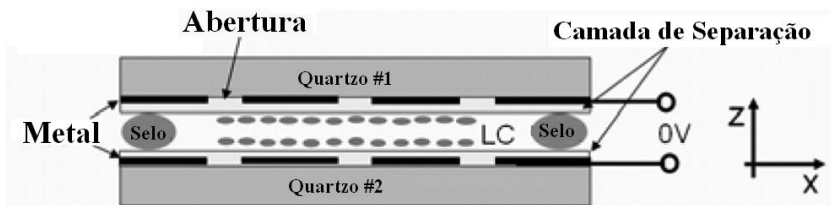
Hu *et. al.* apresentaram uma superfície seletiva de frequência que exploram a anisotropia dielétrica dos cristais líquidos para criar filtro passa-banda eletronicamente ajustável

em [43]. A estrutura consiste em duas FSS do tipo abertura que são separados por $130 \mu m$ de cristal líquido. Um deslocamento de 3% na frequência de trabalho do filtro ocorre quando a permissividade do substrato aumenta ao se aplicar uma tensão de entrada de 10 V. A estrutura proposta pode se vista na Figura 3.18 [43]. Os resultados mostraram que as medições e as simulações realizadas através de programas proprietários de simulação eletromagnética apresentaram-se em conformidade. Além disso, a estrutura apresentou grande potencial de emprego em sensores radiométricos remotos.

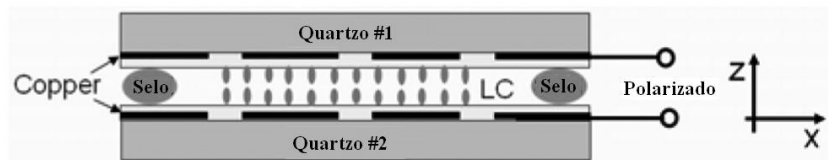
Hwang *et. al.* descreveram as características de um guia de onda cujas paredes são revestidas por uma camada dielétrica entre duas camadas de superfícies seletivas de frequência em [44]. As características de espalhamento e relação de dispersão, incluindo a fase e as constantes de atenuação, do guia de onda periódico de duas dimensões, foram analisadas através do método da linha de transmissão modal e a teoria de Floquet. O casamento de fase foi usado para verificar o acoplamento ressoante entre a onda plana incidente e a estrutura. A análise dos resultados mostraram que o desempenho extraordinário da transmissão seletiva de frequência da estrutura foi decorrente da interação com ondas de superfície.



(a)



(b)



(c)

Figura 3.18 – Estrutura proposta em [43]: a) Dupla camada de FSS. b) Estrutura não polarizada. c) Estrutura polarizada com 10 V.

Sung *et. al.* construíram uma parede seletora de frequência simples de baixo custo capaz de gerar uma atenuação de 30 dB na frequência definida para WLAN (2,4GHz) cobrindo uma parede já existente com uma superfície seletiva de frequência em [45]. Observou-se que um espaçamento de ar de 10 mm entre a FSS e a parede foi suficiente para que a parede não influenciasse na filtragem. Os resultados simulados e medidos mostraram que o material com que é constituída a

parede não interfere na resposta em frequência da FSS, e sim no valor da atenuação do sinal. O espaçamento de 10 mm demonstrou não ser suficiente para comprimentos de onda maiores, embora o espaçamento de ar possa diminuir com a escolha certa do formato da célula da FS assim como do seu substrato.

Rajo-Iglesias *et. al.* demonstraram em [46] que superfícies seletivas de frequência podem reduzir o acoplamento entre um arranjo de antenas devido a sua capacidade de suprimir a propagação de ondas de superfície em uma determinada faixa de frequência, e dessa forma, conseguir um arranjo de antenas mais compacto. Para isso o substrato foi composto de múltiplas camadas de materiais com alta e baixa permissividade. Enquanto que a camada de alta permissividade foi necessária para que as dimensões da superfície seletiva de frequência pudessem ser reduzidas, a camada de baixa permissividade permitiu uma maior diretividade e largura de banda do arranjo de antenas. A estrutura proposta pode ser vista na Figura 3.19 [46]. As dimensões e o formato dos elementos da FSS puderam ser otimizados para essa aplicação com a utilização de um algoritmo evolucionário baseado no comportamento de colônia de formigas. Uma redução maior que 10 dB, no acoplamento mútuo, pôde ser observada quando comparado com o arranjo planar tradicional.

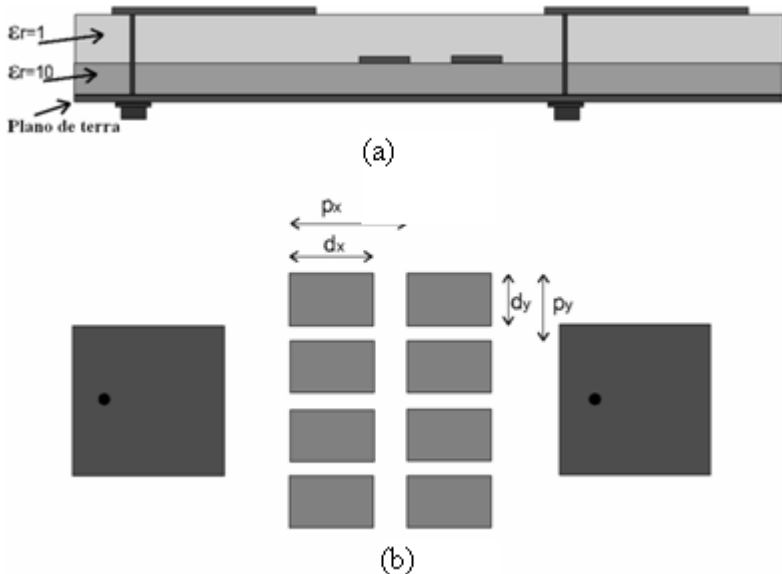


Figura 3.19 – Estrutura proposta em [46]: a) Visão lateral identificando regiões com diferentes valores de permissividade e a FSS. b) Disposição da FSS entre o arranjo de duas antenas planares.

Kiane *et. al.* investigaram em [47] a performance de uma superfície seletiva de frequência capaz de refletir e absorver quando atingida por uma onda plana obliquamente incidente. A FSS apresentou boa estabilidade para ondas polarizadas horizontalmente e verticalmente incidindo de forma normal ou oblíqua em sua superfície. A primeira camada da estrutura seletiva de frequência é composta por uma FSS do tipo path com formato de dipolos cruzados condutores com uma abertura circular no seu centro, enquanto que a segunda FSS é composta por dipolos cruzados resistivos. Além disso, os dipolos cruzados constituídos de material condutor ficam entre duas camadas dielétricas, otimizando dessa forma a resposta da FSS para diferentes ângulos de incidência. A periodicidade entre as duas FSS é a mesma, enquanto que a distância entre elas é reduzida para $\lambda/8$. Essa redução permitiu uma estrutura mais compacta

sem que seu desempenho tenha sido alterado. Os resultados teóricos e experimentais confirmaram o bom desempenho da superfície seletiva de frequência capaz de refletir e absorver faixas de frequência.

Bossard *et. al.* utilizaram as características presentes em cristais líquidos para construir duas estruturas seletivas de frequência em [48]. A primeira estrutura construída consiste em metamaterial que possui a capacidade de variar o valor do seu índice de refração, assumindo valores positivos, negativos ou nulos. A segunda estrutura consiste em uma superfície seletiva de frequência e possui a capacidade de variar sua resposta em frequência. Versões dessa estrutura foram desenvolvidas com materiais condutores e com elementos puramente dielétricos. O metamaterial foi construído a partir da dopagem de um substrato de cristal líquido com esferas dielétricas revestidas, e sua utilização pôde ser utilizada para vasto espectro eletromagnético. A superfície seletiva de frequência com cristal líquido como superestrato foi sintetizado com algoritmos tradicionais e genéticos para apresentar resposta em banda-larga na faixa do infravermelho médio. Além disso, podem ser utilizados como uma nova classe de chaveadores ópticos para aplicações em terahertz.

Nguyen *et. al.* apresentaram em [49] um refletor de alto ganho que trabalha na zona de Fresnel para faixa de 94 GHz para utilização em radar de detecção de colisão para helicópteros. A antena consiste em uma fonte primária leve e com baixa perda de retorno iluminando um refletor capaz de fazer a correção de fase. Com o objetivo de melhorar o desempenho da estrutura foram combinados 8 zonas de correção no centro da placa e 4 zonas em volta. A reflexão da faze de mais que 360° é atingida por meio da combinação de *patches* circulares e anelares distribuídos pela placa. A fonte primária consiste em um guia de onda cuja abertura foi coberta por uma FSS do tipo abertura, configurando uma transmissão seletiva de frequência, enquanto que a os *patches* do refletor foram confeccionados com técnicas de fotolitografia. A placa

refletora pode ser vista na Figura 3.20. Os resultados medidos mostraram que a antena apresenta 37,8 dBi na frequência central de 94GHz com perda de retorno máximo de -25dB .

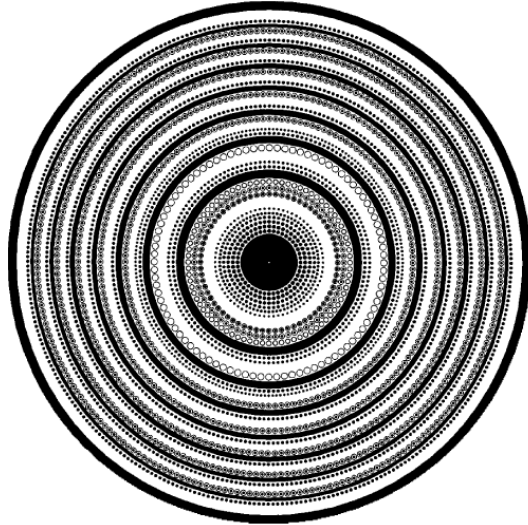


Figura 3.20 – Placa refletora para região de Fresnel composta por patches circulares e anelares [49].

Brewitt-Taylor, em [50], demonstrou que o limite superior da largura de banda de uma superfície condutora magnética artificial é proporcional a espessura da estrutura. Inicialmente um circuito equivalente baseado na teoria de conexões para admitância sem perdas foi desenvolvido para representar a FSS do condutor magnético. Posteriormente o modelo foi generalizado para uma análise com comprimento de onda integral sobre o coeficiente de condutor elétrico perfeito da superfície, definindo como zero o condutor magnético perfeito e como uma unidade um condutor magnético completamente ineficiente. Os resultados mostraram que o limite de largura de banda é proporcional a permissividade do substrato utilizado. Além disso, ficou claro que é possível conseguir valores bem

próximos a largura de banda de um condutor magnético perfeito, embora não seja possível ultrapassá-la.

Thornton *et. al.* propuseram uma lente hemisférica dielétrica capaz de direcionar dois sinais de freqüências diferentes para suas respectivas antenas em [51]. Duas superfícies seletivas de freqüência postas lado a lado foram inseridas poucos centímetros acima do plano de terra de modo a refletir um sinal de freqüência particular para sua respectiva antena. A Figura 3.21 ilustra a estrutura composta em [51] e como a forma com que as duas superfícies seletivas de freqüência são arranjadas de modo a aproveitar a maior área de reflexão possível.

Malyuskin *et. al.* analisaram lentes para microondas formadas a partir de duas camadas de superfícies seletivas de freqüência posicionadas de forma oposta em [52]. Cada FSS é formada por um arranjo periódico de dois fios inclinados de forma oposta e interconectados por um conjudador de fase, como pode ser visto na Figura 3.22 [52]. A partir da análise das ondas incidentes que não foram refletidas pelas FSS pôde-se observar que a estrutura apresenta um índice de refração negativo sem que seja necessária a utilização de materiais especiais. Isso indica a possibilidade dessa estrutura ser utilizada para focalizar uma radiação incidente em estruturas tanto na região de campo próximo quanto na região de campo distante.

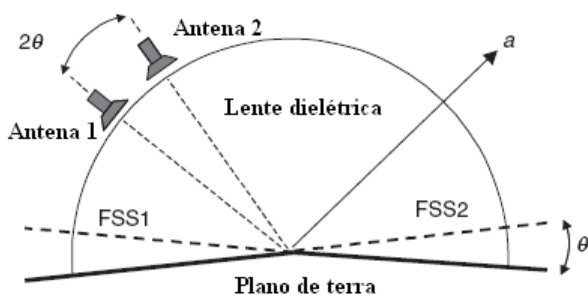


Figura 3.21 – Lente dielétrica com duas superfícies seletivas de freqüência proposta em [51].

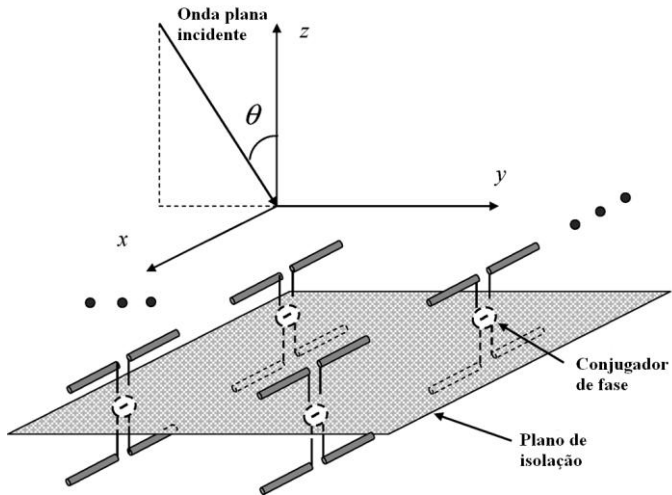


Figura 3.22 – Geometria da estrutura proposta em [52].

Em [53] Téó et. al. desenvolveram duas superfícies seletivas de frequência capazes de filtrar frequências que estão na faixa que compreende os aparelhos que trabalham com GPS e DCS 1800. A primeira FSS possui apenas uma camada e é derivada da convolução de espiras. A largura de banda que a FSS apresentou foi de 22,47% (1,54 GHz a 1,93GHz). A seletividade de primeira FSS pôde ser alterada mudando o comprimento dos segmentos convoluídos que deram origem à superfície seletiva de frequência de forma a se aproximarem de um quarto do comprimento de onda da frequência de corte. A segunda superfície seletiva de frequência foi desenvolvida utilizando quatro camadas de FSS com patches em formato de espiras circulares. Além disso, entre cada camada foi empregado uma camada de espuma. A segunda FSS apresentou os melhores resultados, apresentando uma atenuação constante menor que 10 dB para a faixa de frequência desejada. Para a FSS convoluída analisou-se os fenômenos de transmissão e reflexão através do estudo através da corrente de superfície, fase de reflexão da superfície entre outros. Na FSS de quatro

camadas a análise foi realizada através da visualização do lugar da admitância na carta de admitância, o que permitiu a otimização da estrutura de maneira intuitiva. As superfícies seletivas de frequência apresentadas em [53] podem ser vistas na Figura 3.23.

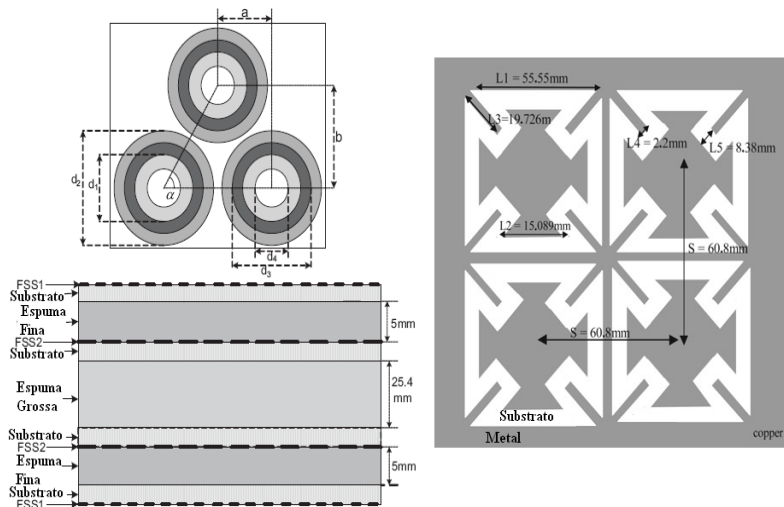


Figura 3.23 – Primeira superfície seletiva de frequência (à direita) e segunda superfície seletiva de frequência (à esquerda) [53].

Lech et. al. apresentaram as características de espalhamento eletromagnético de um arranjo periódico composto por várias camadas de superfícies seletivas de frequência em [54]. Cada superfície é formada por um arranjo linear de bastões cilíndricos compostos de material metálico e dielétrico. Os resultados obtidos através de métodos numéricos de grande precisão foram apresentados na forma de parâmetros de espalhamento da estrutura. Para a análise em uma única célula da FSS foram empregados o procedimento de espalhamento iterativo e o método da expansão ortogonal. Várias propriedades interessantes como o controle da frequência de corte com a rotação dos bastões também puderam ser observadas.

3.5 – Referências

- [1] F. Huang, J.C. Batchelor and E.A. Parker, "Interwoven convoluted element frequency selective surfaces with wide bandwidths". *Electronics Letters*, 42 (14), (2006).
- [2] S.-E. Lee, K.-S. Oh and C.-G. Kim, "Electromagnetic characteristics of frequency selective fabric composites". *Electronics Letters*, 42 (8), (2006).
- [3] S. Barbagallo, A. Monorchio and G. Manara, "Small periodicity FSS screens with enhanced bandwidth performance". *Electronics Letters*, 42 (7), (2006).
- [4] Suomin Cui, Daniel S. Weile and John L. Volakis, "Novel Planar Electromagnetic Absorber Designs Using Genetic Algorithms". *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 54 (6), (2006).
- [5] Kamal Sarabandi and Nader Behdad, "A Frequency Selective Surface With Miniaturized Elements". *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 55 (5), (2007).
- [6] G.Q. Luo, W. Hong, H.J. Tang, J.X. Chen and K. Wu, "Dualband Frequency-Selective Surfaces Using Substrate-Integrated Waveguide Technology". *IET Microw. Antennas Propag.*, 1 (2), (2007).
- [7] Guo Qing Luo, Wei Hong, Qing Hua Lai, Ke Wu, and Ling Ling Sun, "Design and Experimental Verification of Compact Frequency-Selective Surface With Quasi-Elliptic Bandpass Response". *IEEE Transactions On Microwave Theory And Techniques*, Vol. 55 (12), (2007).
- [8] G.Q. Luo, W. Hong, Q.H. Lai and L.L. Sun, "Frequency-Selective Surfaces With Two Sharp Sidebands Realised by Cascading and Shunting Substrate Integrated Waveguide Cavities". *IET Microw. Antennas Propag.*, 2 (1), (2008).
- [9] Joe M. Zendejas, John P. Gianvittorio, Yahya Rahmat-Samii and Jack W. Judy, "Magnetic MEMS Reconfigurable Frequency-Selective Surfaces". *Journal of Microelectromechanical Systems*, 15 (3), (2006).

- [10] Farhad Bayatpu and Kamal Sarabandi, "Single-Layer High-Order Miniaturized-Element Frequency-Selective Surfaces". IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 56 (4), (2008).
- [11] Özlem Aydin Civi and P. H. Pathak, "Array Guided Surface Waves on a Finite Planar Array of Dipoles With or Without a Grounded Substrate". IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 54 (8), (2006).
- [12] Mehdi Hosseini and Mohammad Hakkak, Senior Member, IEEE, "Characteristics Estimation for Jerusalem Cross-Based Artificial Magnetic Conductors". IEEE Antennas And Wireless Propagation Letters, (7), (2008).
- [13] Ling Li, Douglas H. Werner, Jeremy A. Bossard, and Theresa S. Mayer, "A Model-Based Parameter Estimation Technique for Wide-Band Interpolation of Periodic Moment Method Impedance Matrices With Application to Genetic Algorithm Optimization of Frequency Selective Surfaces". IEEE Transactions On Antennas And Propagation, 54 (3), (2006).
- [14] Halim Boutayeb and Kouroch Mahdjoubi, "Dispersion Characteristics of a Cylindrical Electromagnetic Band Gap Structure". IEEE Microwave And Wireless Components Letters, 16 (11), (2006).
- [15] Arya Fallahi, Matthew Mishrikey, Christian Hafner, and Rüdiger Vahldieck, "Efficient Procedures for the Optimization of Frequency Selective Surfaces". IEEE Transactions On Antennas And Propagation, 56 (5), (2008).
- [16] R. Dubrovka, J. Vazquez, C. Parini and D. Moore, "Equivalent circuit method for analysis and synthesis of frequency selective surfaces". IEE Proc.-Microw. Antennas Propag., 153 (3), (2006).
- [17] Ahmad Hoorfar, "Evolutionary Programming in Electromagnetic Optimization: A Review". IEEE Transactions On Antennas And Propagation, 55 (3), (2007).
- [18] P.H.F. Silva and A.L.P.S. Campos, "Fast and accurate modelling of frequency-selective surfaces using a new

- modular neural network configuration of multilayer perceptrons". IET Microw. Antennas Propag., 2 (5), (2008).
- [19] Alexander G. Schuchinsky, Dmitry E. Zelenchuk, Alexander M. Lerer, and Raymond Dickie, "Full-Wave Analysis of Layered Aperture Arrays". IEEE Transactions On Antennas And Propagation, 54 (2), (2006).
- [20] Y. Ge and K.P. Esselle, "GA/FDTD technique for the design and optimization of periodic metamaterials". IET Microw. Antennas Propag., 1 (1), (2007).
- [21] Panagiotis Kosmas, Alexandros P. Feresidis, and George Goussetis, "Periodic FDTD Analysis of a 2-D Leaky-Wave Planar Antenna Based on Dipole Frequency Selective Surfaces". IEEE Transactions On Antennas And Propagation, 55 (7), (2007).
- [22] Simone Genovesi, Raj Mittra, Agostino Monorchio, and Giuliano Manara, "Particle Swarm Optimization for the Design of Frequency Selective Surfaces". IEEE Antennas And Wireless Propagation Letters, 5, (2006).
- [23] Jeremy A. Bossard, Douglas H. Werner, Theresa S. Mayer, Jacob A. Smith, Yan U. Tang, Robert P. Drupp, and Ling Li, "The Design and Fabrication of Planar Multiband Metallodielectric Frequency Selective Surfaces for Infrared Applications". IEEE Transactions On Antennas And Propagation, 54 (4), (2006).
- [24] Baoqin Lin, Shaobin Liu, and Naichang Yuan, "Analysis of Frequency Selective Surfaces on Electrically and Magnetically Anisotropic Substrates". IEEE Transactions On Antennas And Propagation, 54 (2), (2006).
- [25] D.X. Wang, E.K.N. Yung and R.S. Chen, "Spectral domain analysis of frequency-selective surfaces on biaxially anisotropic substrate". IET Microw. Antennas Propag., 1 (2), (2007).
- [26] Guo Qing Luo, Wei Hong, Hong Jun Tang, Ji Xin Chen, Xiao Xin Yin, Zhen Qi Kuai, and Ke Wu, "Filtenna Consisting of Horn Antenna and Substrate Integrated Waveguide Cavity

- FSS". IEEE Transactions on Antennas And Propagation, 55 (1), (2007).
- [27] Grace Hui-Hsia Sung, Kevin W. Sowerby, Michael J. Neve, and Allan G. Williamson, "A Frequency-Selective Wall for Interference Reduction in Wireless Indoor Environments". IEEE Antennas and Propagation Magazine, 48 (5), (2006).
- [28] Ghaffer I. Kiani, Andrew R. Weily, and Karu P. Esselle, "A Novel Absorb/Transmit FSS for Secure Indoor Wireless Networks With Reduced Multipath Fading". IEEE Microwave And Wireless Components Letters, 16 (6), (2006).
- [29] Halim Boutayeb, Tayeb A. Denidni, Kouroch Mahdjoubi, Anne-Claude Tarot, Abdel-Razik Sebak, and Larbi Talbi, "Analysis and Design of a Cylindrical EBG-Based Directive Antenna". IEEE Transactions on Antennas And Propagation, 54 (1), (2006).
- [30] Malcolm Ng Mou Kehn, Massimo Nannetti, Alessio Cucini, Stefano Maci, and Per-Simon Kildal, "Analysis of Dispersion in Dipole-FSS Loaded Hard Rectangular Waveguide". IEEE Transactions On Antennas And Propagation, 54 (8), (2006).
- [31] M. Raspopoulos, P. King and S. Stavrou, "Capacity of MIMO systems in FSS environments". Electronics Letters, 44 (4), (2008).
- [32] Mats Gustafsson, Anders Karlsson, António Pedro Pontes Rebelo, and Björn Widenberg, "Design of Frequency Selective Windows for Improved Indoor Outdoor Communication". IEEE Transactions On Antennas And Propagation, 54 (6), (2006).
- [33] D.H. Lee, Y.J. Lee, J. Yeo, R. Mittra and W.S. Park, "Design of novel thin frequency selective surface superstrates for dual-band directivity enhancement". IET Microw. Antennas Propag., 1 (1), (2007).
- [34] Ted Anderson, Igor Alexeff, James Raynolds, Esmaeil Farshi, Sriram Parameswaran, Eric P. Pradeep, and Jyothi Hulloli, "Plasma Frequency Selective Surfaces". IEEE Transactions on Plasma Science, 35 (2), (2007).

- [35] M. Raspopoulos and S. Stavrou, "Frequency selective surfaces on building materials – air gap impact". *Electronics Letters*, 43 (13), (2007).
- [36] Kenneth Lee Ford and Barry Chambers, "Improvement in the Low Frequency Performance of Geometric Transition Radar Absorbers Using Square Loop Impedance Layers". *IEEE Transactions On Antennas And Propagation*, 56 (1), (2008).
- [37] Guo Qing Luo, Wei Hong, Hong Jun Tang, and Ke Wu, "High Performance Frequency Selective Surface Using Cascading Substrate Integrated Waveguide Cavities". *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, 16 (12), (2006).
- [38] Dennis K. Wickenden, Ra'id S. Awadallah, Paul A. Vichot, Benjamin M. Brawley, Eli A. Richards, Jane W. M. Spicer, Michael J. Fitch, and Thomas J. Kistenmacher, "Polarization Properties of Frequency-Selective Surfaces Comprised of Spiral Resonators". *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 55 (9), (2007).
- [39] M.A. Hiranandani, A.B. Yakovlev and A.A. Kishk, "Artificial magnetic conductors realised by frequency-selective surfaces on a grounded dielectric slab for antenna applications". *IEE Proc.-Microw. Antennas Propag.*, 153 (5), (2006).
- [40] E.A. Parker, J.-B. Robertson, B. Sanz-Izquierdo and J.C. Batchelor, "Minimal size FSS for long wavelength operation". *Electronics Letters*, 44 (6), (2008).
- [41] George Goussetis, Alexandros P. Feresidis, and John (Yiannis) C. Vardaxoglou, "Tailoring the AMC and EBG Characteristics of Periodic Metallic Arrays Printed on Grounded Dielectric Substrate". *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 54 (1), (2006).
- [42] R. Dickie, R. Cahill, H.S. Gamble, V.F. Fusco, P.G. Huggard, B.P. Moyna, M.L. Oldfield, N. Grant and P. de Maagt, "Polarisation independent bandpass FSS". *Electronics Letters*, 43 (19), (2007).
- [43] Wenfei Hu, Raymond Dickie, Robert Cahill, Harold Gamble, Yusof Ismail, Vincent Fusco, David Linton, Norman Grant,

- and Simon Rea, "Liquid Crystal Tunable mm Wave Frequency Selective Surface". IEEE Microwave and Wireless Components Letters, 17 (9), (2007).
- [44] Ruey Bing Hwang, Member, IEEE, and Cherng Chyi Hsiao, "Frequency-Selective Transmission by a Leaky Parallel-Plate-Like Waveguide". IEEE Transactions on Antennas And Propagation, 54 (1), (2006).
- [45] Grace H. H. Sung, Kevin W. Sowerby, and Allan G. Williamson, "Modeling a Low-Cost Frequency Selective Wall for Wireless-Friendly Indoor Environments". IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters, 5, (2006).
- [46] Eva Rajo-Iglesias, Óscar Quevedo-Teruel, and Luis Inclán-Sánchez, "Mutual Coupling Reduction in Patch Antenna Arrays by Using a Planar EBG Structure and a Multilayer Dielectric Substrate". IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 56 (6), (2008).
- [47] Ghaffer I. Kiani, Kenneth L. Ford, Karu P. Esselle, Andrew R. Weily, and Chinthana J. Panagamuwa, "Oblique Incidence Performance of a Novel Frequency Selective Surface Absorber". IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 55 (10), (2007).
- [48] Jeremy A. Bossard, Xiaotao Liang, Ling Li, Seokho Yun, Douglas H. Werner, Brian Weiner, Theresa S. Mayer, Paul F. Cristman, Andres Diaz, and I. C. Khoo, "Tunable Frequency Selective Surfaces and Negative-Zero-Positive Index Metamaterials Based on Liquid Crystals". IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 56 (5), (2008).
- [49] B. D. Nguyen, C. Migliaccio, Ch. Pichot, K. Yamamoto, and N. Yonemoto, "W-Band Fresnel Zone Plate Reflector for Helicopter Collision Avoidance Radar". IEEE Transactions On Antennas And Propagation, 55 (5), (2007).
- [50] C.R. Brewitt-Taylor, "Limitation on the bandwidth of artificial perfect magnetic conductor surfaces". IET Microw. Antennas Propag., 1 (1), (2007).
- [51] J. Thornton and P. Haines, "Frequency selective lens antenna". Electronics Letters, 43 (5), (2007).

- [52]Oleksandr Malyuskin, Vincent Fusco, and Alexander G. Schuchinsky, "Phase Conjugating Wire FSS Lens". IEEE Transactions On Antennas And Propagation, 54 (5), (2006).
- [53] P.T. Teo, X.F. Luo and C.K. Lee, "Frequency-selective surfaces for GPS and DCS1800 mobile communication, Part 1: Quad-layer and single-layer FSS design". IET Microw. Antennas Propag., 1 (2), (2007).
- [54] Rafal Lech and Jerzy Mazur, "Electromagnetic Curtain Effect and Tunneling Properties of Multilayered Periodic Structures". IEEE Antennas And Wireless Propagation Letters, 7, (2008).

ANÁLISE APROXIMADA DE FSS

4.1 – Método do Circuito Equivalente

A modelagem do circuito equivalente para FSS requer recursos computacionais muito limitados quando comparados aos métodos de análise de onda completa e, portanto, é útil para prever com rapidez o desempenho das estruturas. A modelagem também proporciona uma visão física útil sobre o modo como funciona a FSS quando seus parâmetros são alterados.

O ponto de partida para o desenvolvimento de circuitos equivalentes para estruturas FSS é a representação do circuito de um arranjo infinito, de fitas condutoras paralelas, desenvolvida por Marcuvitz [1]. O desenvolvimento da formulação do arranjo das fitas para incidência TE é mostrado na Figura 4.1. As fitas metálicas têm uma espessura nula, uma largura, w , e periodicidade, p . A onda plana incide sobre as fitas com um ângulo ϕ .

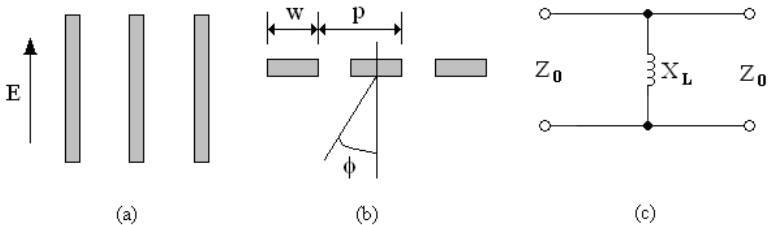


Figura 4.1 – Parâmetros para incidência TE: (a) Arranjo de fitas condutoras paralelas, (b) Ângulo de incidência e (c) Circuito equivalente.

A reatância indutiva equivalente é calculada como [2]:

$$\frac{X_L}{Z_0} = F(p, w, \lambda, \phi) = \frac{p \cos \phi}{\lambda} \left\{ \ln \left[\operatorname{cosec} \left(\frac{\pi w}{2p} \right) \right] + G(p, w, \lambda, \phi) \right\} \quad (4.1)$$

em que,

$$G_{p,w,\lambda,\phi} = \frac{0,5 \left(1 - \beta^2\right)^2 \left[\left(1 - \frac{\beta^2}{4}\right) C_+ + C_- + 4\beta^2 C_+ C_- \right]}{\left(1 - \frac{\beta^2}{4}\right) + \beta^2 \left(1 + \frac{\beta^2}{2} - \frac{\beta^4}{8}\right) C_+ + C_- + 2\beta^6 C_+ C_-} \quad (4.2)$$

$$C_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{1 \pm \frac{2p \operatorname{sen}\phi}{\lambda} - \left(\frac{p \cos\phi}{\lambda}\right)^2}} - 1 \quad (4.3)$$

$$\beta = \operatorname{sen}\left(\frac{\pi w}{2p}\right) \quad (4.4)$$

e λ é o comprimento de onda do espaço livre.

Do mesmo modo, o circuito equivalente para a representação da incidência TM é mostrado na Figura 4.2. O vetor campo magnético incidente é paralelo às fitas metálicas e incide em um ângulo θ . As fitas têm periodicidade, p , e uma lacuna de espaçamento, g . A susceptância capacitiva é calculada por [2]:

$$\frac{B_C}{Z_0} = 4F_{p,w,\lambda,\theta} = \frac{4p \cos\theta}{\lambda} \left\{ \ln \left[\operatorname{cosec}\left(\frac{\pi w}{2p}\right) \right] + G_{p,w,\lambda,\theta} \right\} \quad (4.5)$$

A função $G_{p,g,\lambda,\theta}$ pode ser calculada pela Equação (4.2), bastando substituir na Equação (4.3) λ por λ e na Equação (4.4) w por g .

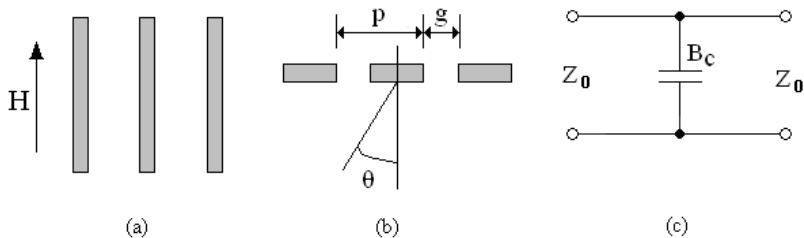


Figura 4.2 – Parâmetros para incidência TM: (a) Arranjo de fitas condutoras paralelas, (b) Ângulo de incidência e (c) Circuito equivalente.

As equações (4.1) a (4.5) são válidas para comprimentos de onda e ângulos de incidência θ no intervalo $p \pm \text{sen}\theta / \lambda < 1$. Eles também são válidos apenas para ondas planas incidentes, TE ou TM e não podem ser usadas para modelar os efeitos da polarização cruzada em FSS [1].

4.2 – Espiras Quadradas

Arranjos periódicos de espiras quadradas são interessantes para aplicações de superfícies seletivas em frequência em refletor dicróico de antenas. A técnica de modelagem para esse tipo de elemento também é baseada nas equações dadas por Marcuvitz [1]. Estas equações são particularmente úteis para o projeto no qual o circuito equivalente pode ser facilmente modelado e as equações podem ser computadas em computadores pessoais. O método tem algumas limitações, uma vez que é geralmente útil somente para a incidência normal de ondas planas e, sendo uma formulação escalar, não fornece qualquer informação sobre polarização cruzada. A Figura 4.3(a) ilustra o arranjo da FSS com espiras quadradas e seus parâmetros físicos. A Figura 4.3(b) ilustra o circuito equivalente desse arranjo [2].

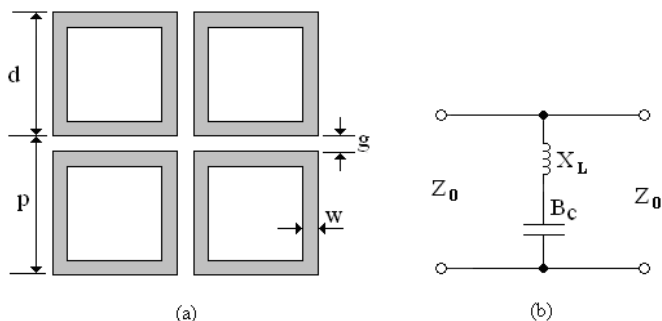


Figura 4.3 – Espiras quadradas: (a) Arranjo e parâmetros físicos e (b) Circuito equivalente.

Para o arranjo de espiras quadradas ilustrado na Figura 4.3(a), a reatância X_L é dada por [2]:

$$\frac{X_L}{Z_0} = \frac{d}{p} F(p, 2w, \lambda, \phi) \quad (4.6)$$

em que a função $F(p, w, \lambda, \phi)$ foi fornecida na Equação (4.1).

A susceptância B_C é dada por [2]:

$$\frac{B_C}{Z_0} = 4 \frac{d}{p} F(p, g, \lambda, \theta) \quad (4.7)$$

em que g é o espaçamento entre as espiras.

Pode-se ver que a impedância é reduzida por um fator d/p . Um substrato dielétrico fino, sobre o qual os elementos condutores são impressos, provoca um aumento na susceptância do arranjo enquanto que não produz qualquer efeito na reatância indutiva. A Equação (4.7) é corrigida para:

$$\frac{B_C}{Z_0} = 4 \varepsilon_r \frac{d}{p} F(p, g, \lambda, \theta) \quad (4.8)$$

A Figura 4.4 ilustra uma comparação entre os resultados obtidos com o programa elaborado em Matlab listado no apêndice deste capítulo com os resultados medidos apresentados em [2], para a potência refletida. As dimensões da estrutura são: $w = 0,47\text{mm}$; $g = 0,25\text{mm}$; $d = 5\text{mm}$ e $p = 5,25\text{mm}$, $\varepsilon_r = 1,12$. Podemos observar uma boa concordância entre os resultados. A frequência de ressonância simulada ocorreu em 15GHz e a medida ocorreu em 15,2GHz [2] (erro = 1,3%).

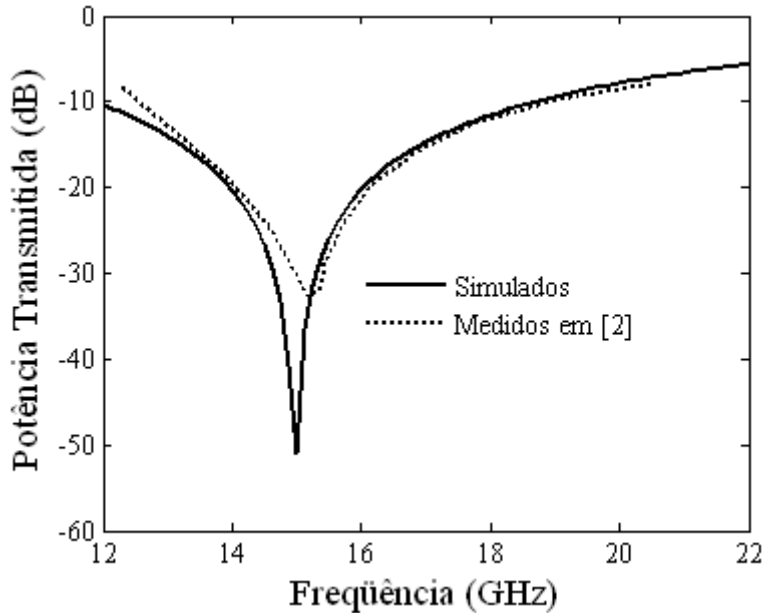


Figura 4.4 – Comparação entre os resultados obtidos com o programa em Matlab e os resultados medidos apresentados em [2].

A Figura 4.5 ilustra uma comparação entre os resultados obtidos com o programa elaborado em Matlab listado no apêndice deste capítulo com os resultados simulados apresentados em [3], para a potência refletida normalizada. As dimensões da estrutura são: $w = 0,305\text{mm}$; $g = 0,2921\text{mm}$; $d = 6,045\text{mm}$ e $p = 8,966\text{mm}$, $\epsilon_r = 1,12$. Podemos observar uma boa concordância entre os resultados. A frequência de ressonância simulada ocorreu em $16,375\text{GHz}$ e a simulada apresentada em [3] ocorreu em 17GHz (erro = $3,8\%$).

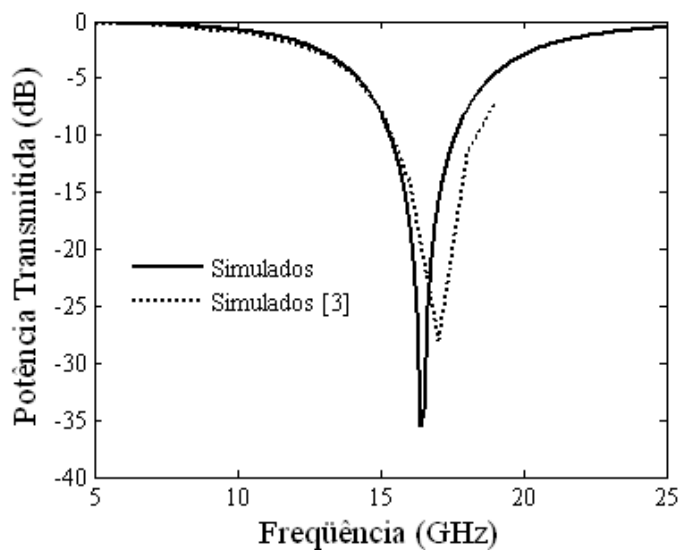


Figura 4.5 – Comparação entre os resultados obtidos com o programa em Matlab e os resultados simulados apresentados em [3].

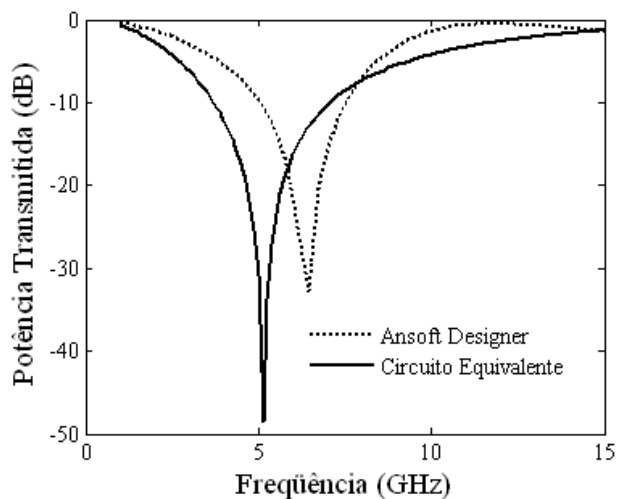


Figura 4.6 – Comparação entre os resultados obtidos com o programa em Matlab e os resultados simulados apresentados em [3].

A Figura 4.6 ilustra uma comparação entre os resultados obtidos com o programa elaborado em Matlab listado no apêndice deste capítulo com os resultados obtidos no software Ansoft DesignerTM, para a potência transmitida normalizada. As dimensões da estrutura foram: $w = 1\text{mm}$; $g = 2\text{mm}$; $d = 10\text{mm}$ e $p = 12\text{mm}$, $\epsilon_r = 4,4$. Podemos observar que não houve uma boa concordância entre os resultados. A frequência de ressonância simulada com o método do circuito equivalente ocorreu em 5,125GHz e a simulada apresentada em [3] ocorreu em 6,4286GHz, gerando um erro de 20,28%, mas com o método do circuito equivalente nós podemos ter uma idéia da resposta da FSS.

4.3 – Espiras Quadradas com Grades

Arranjos periódicos de espiras quadradas com grades são úteis para suprimir harmônicas. A técnica de modelagem para esse tipo de elemento é similar àquelas vistas nas seções 1.1 e 1.2. A Figura 4.7(a) ilustra o arranjo da FSS com espiras quadradas duplas e seus parâmetros físicos. A Figura 4.7(b) ilustra o circuito equivalente desse arranjo [4], [5].

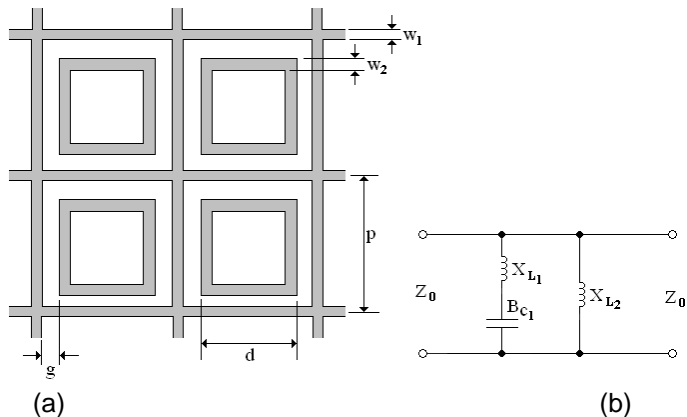


Figura 4.7 – Espiras quadradas: (a) Arranjo e parâmetros físicos e (b) Circuito equivalente.

Para as espiras quadradas com grade ilustradas na Figura 4.7(a), as reatâncias e a capacitância são dadas por [4], [5]:

$$\frac{X_{L_1}}{Z_0} = 2 \frac{X_{L_2} // X_{L_3}}{Z_0} \quad (4.9)$$

$$\frac{X_{L_2}}{Z_0} = F(p, w_1, \lambda, \phi) \quad (4.10)$$

$$\frac{X_{L_3}}{Z_0} = F(p, 2w_2, \lambda, \phi) \frac{d}{p} \quad (4.11)$$

$$\frac{B_{C_1}}{Z_0} = 2 \varepsilon_r F(p, g, \lambda, \theta) \frac{d}{p} \quad (4.12)$$

A Figura 4.8 ilustra uma comparação entre os resultados obtidos com o programa elaborado em Matlab listado no apêndice deste capítulo com os resultados simulados apresentados em [3], para a potência transmitida em dB. As dimensões da estrutura foram: $w_1 = 0,559\text{mm}$; $w_2 = 1,118\text{mm}$, $g = 0,559\text{mm}$; $d = 8,89\text{mm}$ e $p = 8,892\text{mm}$, $\varepsilon_r = 1,0$. Podemos observar uma boa concordância entre os resultados. A frequência de ressonância simulada por nós ocorreu em 12,3125GHz e a simulada em [3] ocorreu em 13GHz (erro = 5,58%).

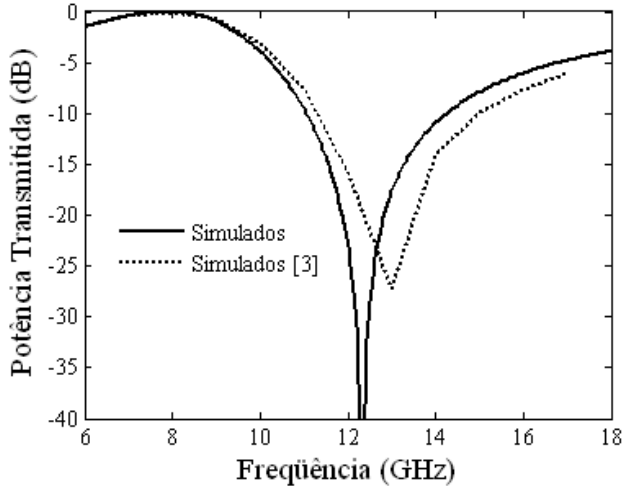


Figura 4.8 – Comparação entre os resultados obtidos com o programa em Matlab e os resultados simulados apresentados em [3].

A Figura 4.9 ilustra uma comparação entre os resultados obtidos com o programa elaborado em Matlab listado no apêndice deste capítulo com os resultados medidos apresentados em [5], para a potência transmitida em dB. As dimensões da estrutura foram são: $w_1 = 0,2\text{mm}$; $w_2 = 3,5\text{mm}$, $g = 2,5\text{mm}$; $d = 21,8\text{mm}$ e $p = 27\text{mm}$, $\epsilon_r = 1,5$. Podemos observar uma boa concordância entre os resultados. A frequência de ressonância simulada por nós ocorreu em $4,875\text{GHz}$ e a medida em [5] ocorreu em $4,9\text{GHz}$ (erro = $5,58\%$).

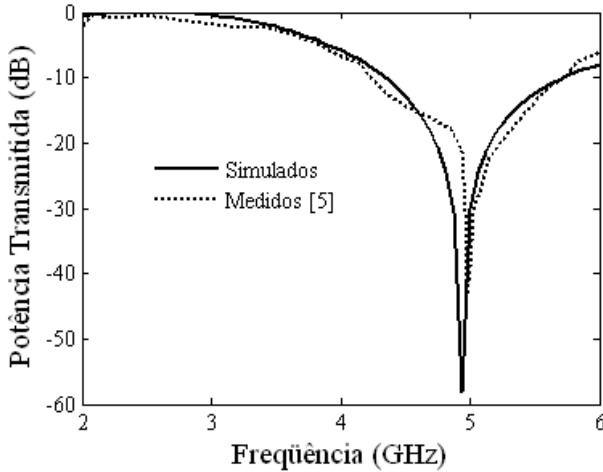


Figura 4.9 – Comparação entre os resultados obtidos com o programa em Matlab e os resultados medidos apresentados em [5].

A Figura 4.10 ilustra uma comparação entre os resultados obtidos com o programa elaborado em Matlab listado no apêndice deste capítulo com os resultados medidos apresentado em [6], para a potência transmitida em dB. As dimensões da estrutura foram:

$w_1 = 0,15\text{mm}$; $w_2 = 0,15\text{mm}$, $g = 0,6\text{mm}$; $d = 3,7\text{mm}$ e $p = 5,05\text{mm}$, $\epsilon_r = 1,12$. Podemos observar que não houve uma boa concordância entre os resultados. A frequência de ressonância simulada com o método do circuito equivalente ocorreu em $22,3125\text{GHz}$ e a simulada apresentada em [6] ocorreu em $23,5484\text{GHz}$ (erro = 5,54%).

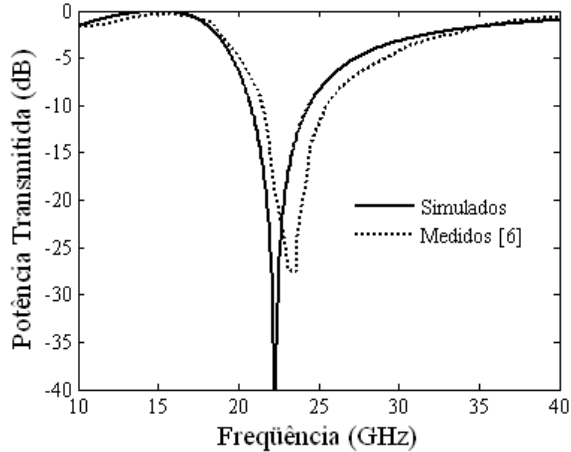


Figura 4.10 – Comparação entre os resultados obtidos com o programa em Matlab e os resultados medidos apresentados em [6].

4.4 – Espiras Quadradas Duplas

Arranjos periódicos de espiras quadradas duplas são úteis para a obtenção de superfícies seletivas em freqüência com resposta do tipo *dual-band*. A técnica de modelagem para esse tipo de elemento é similar àquelas vistas nas seções 2.2 e 2.3. A Figura 4.11(a) ilustra o arranjo da FSS com espiras quadradas duplas e seus parâmetros físicos. A Figura 4.11(b) ilustra o circuito equivalente desse arranjo [5] – [7].

Podemos ver que o circuito equivalente possui quatro elementos reativos, $X_{L_{f1}}$, $B_{C_{f1}}$, $X_{L_{f2}}$ e $B_{C_{f2}}$, que são calculados como [5] – [7]:

$$\frac{X_{L_{f1}}}{Z_0} = 2 \frac{XL_1 // XL_2}{p} \quad (4.8)$$

$$\frac{B_{C_{f1}}}{Z_0} = 0,75 B_{C_1} \frac{d_1}{p} \quad (4.9)$$

$$\frac{X_{L_{f2}}}{Z_0} = X_{L_3} \frac{d_2}{p} \quad (4.10)$$

$$\frac{B_{C_{f2}}}{Z_0} = \left(\frac{B_{C_1} B_{C_2}}{B_{C_1} + B_{C_2}} \right) \frac{d_2}{p} \quad (4.11)$$

em que,

$$\frac{X_{L_1}}{Z_0} = F(p, w_1, \lambda, \phi) \quad (4.12)$$

$$\frac{X_{L_2}}{Z_0} = F(p, w_2, \lambda, \phi) \quad (4.13)$$

$$\frac{X_{L_3}}{Z_0} = F(p, 2w_2, \lambda, \phi) \quad (4.14)$$

$$\frac{B_{C_1}}{Z_0} = 4F(p, g_1, \lambda, \theta) \quad (4.15)$$

$$\frac{B_{C_2}}{Z_0} = 4F(p, g_2, \lambda, \theta) \quad (4.16)$$

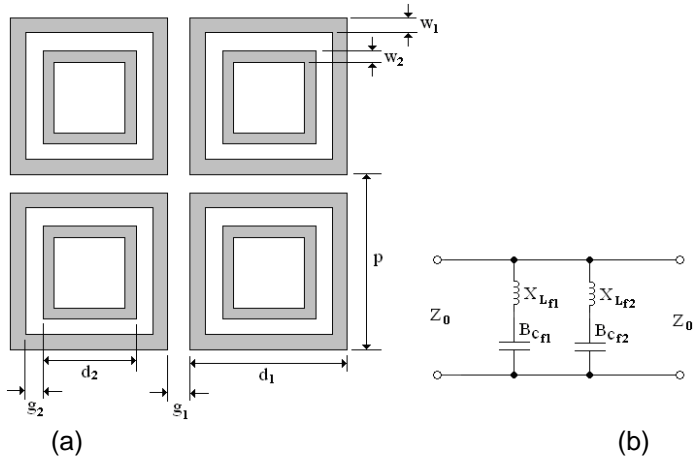


Figura 4.11 – Espiras quadradas duplas: (a) Arranjo e parâmetros físicos e (b) Circuito equivalente.

A Figura 4.12 ilustra uma comparação entre os resultados obtidos com o programa elaborado em Matlab listado no apêndice deste capítulo com os resultados simulados apresentados em [3], para a potência transmitida em dB. As dimensões da estrutura foram: $w_1 = 0,2286\text{mm}$; $w_2 = 0,2286\text{mm}$, $g_1 = 0,2286\text{mm}$; $g_2 = 0,914\text{mm}$; $d_1 = 7,087\text{mm}$ $d_2 = 4,801\text{mm}$ e $p = 7,315\text{mm}$, $\epsilon_r = 1,0$. Podemos observar que esse tipo de elemento produz duas ressonâncias. Para os resultados simulados pelo programa Matlab, a primeira ressonância ocorreu em 8,3125GHz e a segunda ressonância ocorreu em 18GHz. Podemos observar também uma boa concordância entre os resultados. A primeira ressonância simulada em [3] ocorreu em 8GHz (erro = 5,58%).

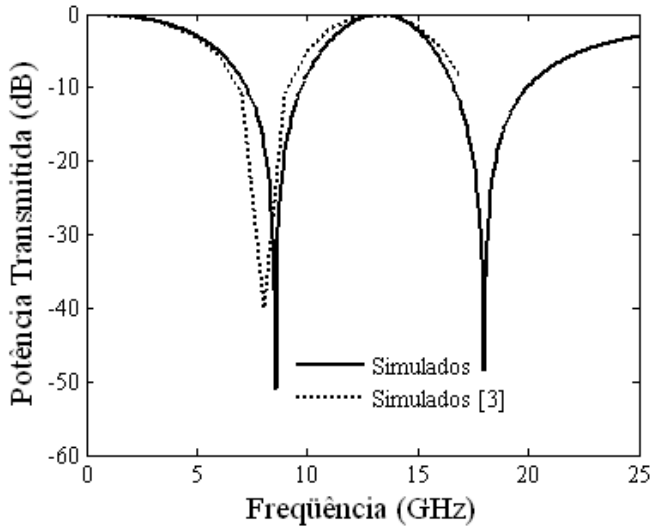


Figura 4.12 – Comparação entre os resultados obtidos com o programa em Matlab e os resultados simulados apresentados em [3].

A Figura 4.13 ilustra uma comparação entre os resultados obtidos com o programa elaborado em Matlab listado no apêndice deste capítulo com os resultados medidos apresentados em [6], para a potência transmitida em dB. As dimensões da estrutura foram: $w_1 = 0,15\text{mm}$; $w_2 = 0,15\text{mm}$, $g_1 = 0,5\text{mm}$; $g_2 = 0,65\text{mm}$; $d_1 = 4,5\text{mm}$ $d_2 = 2,9\text{mm}$ e $p = 5,0\text{mm}$, $\epsilon_r = 1,12$. Para os resultados simulados pelo programa Matlab, a primeira ressonância ocorreu em 15GHz e a segunda ressonância ocorreu em 28,44GHz. Para os resultados medidos [6], a primeira ressonância ocorreu em 15,29GHz (erro = 1,93%) e a segunda ressonância ocorreu em 31,18GHz (erro = 9,63%). Podemos observar uma boa concordância entre os resultados, principalmente, na primeira ressonância.

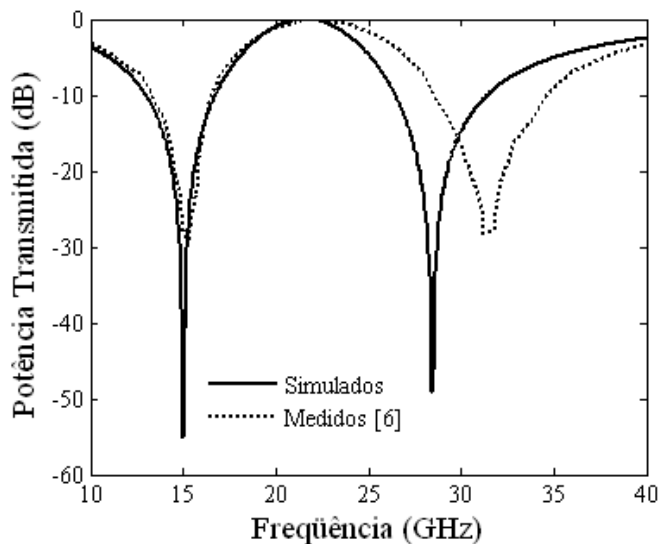


Figura 4.13 – Comparação entre os resultados obtidos com o programa em Matlab e os resultados medidos apresentados em [6].

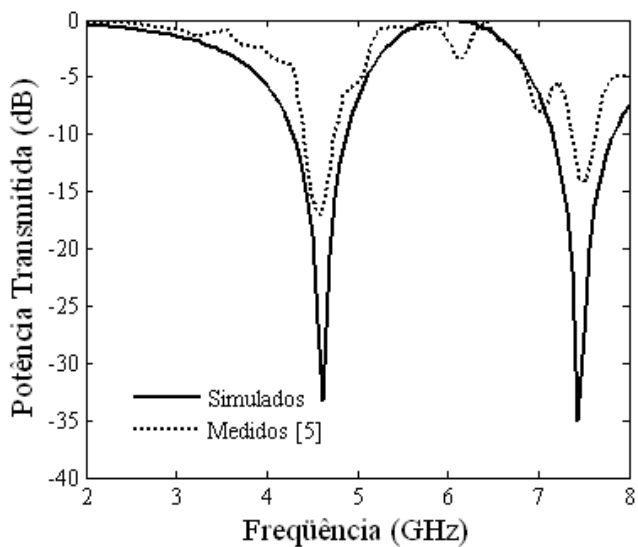


Figura 4.14 – Comparação entre os resultados obtidos com o programa em Matlab e os resultados simulados apresentados em [6].

A Figura 4.14 ilustra uma comparação entre os resultados obtidos com o programa elaborado em Matlab listado no apêndice deste capítulo com os resultados medidos apresentados em [5], para a potência transmitida em dB. As dimensões da estrutura foram: $w_1 = 0,15\text{mm}$; $w_2 = 0,15\text{mm}$, $g_1 = 0,5\text{mm}$; $g_2 = 0,65\text{mm}$; $d_1 = 4,5\text{mm}$ $d_2 = 2,9\text{mm}$ e $p = 5,0\text{mm}$, $\epsilon_r = 1,12$. Para os resultados simulados pelo programa Matlab, a primeira ressonância ocorreu em $4,6250\text{GHz}$ e a segunda ressonância ocorreu em $7,4375\text{GHz}$. Para os resultados medidos [6], a primeira ressonância ocorreu em $4,5772\text{GHz}$ (erro = $1,03\%$) e a segunda ressonância ocorreu em $7,5168\text{GHz}$ (erro = $1,06\%$). Podemos observar uma boa concordância entre os resultados.

4.5 – Cruz de Jerusalém

Um arranjo da cruz de Jerusalém e sua resposta em frequência, para onda incidente normal, são ilustrados nas Figuras 4.15(a) e 4.15(b), respectivamente.

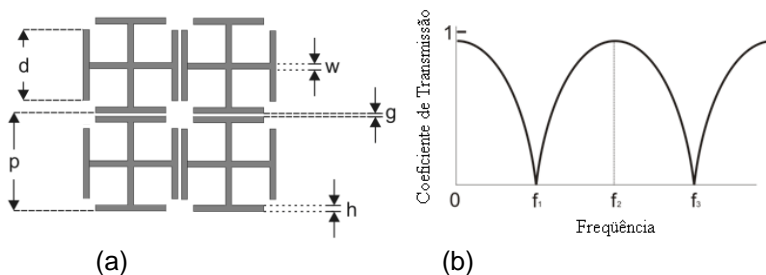


Figura 4.15 – Estrutura FSS: (a) arranjo com cruz de Jerusalém e (b) resposta em frequência da estrutura.

Assumindo uma onda polarizada verticalmente, normalmente incidente à grade, Leonard e Cofer desenvolveram um modelo de circuito equivalente para a cruz de Jerusalém, consistindo de uma combinação de dois circuitos LC ressonantes em série, como ilustrado na Figura 4.16 [8].

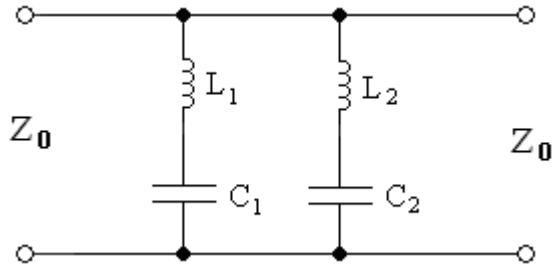


Figura 4.16 – Circuito equivalente para um arranjo com cruz de Jerusalém.

O valor de cada fita indutiva de largura w , contando a partir de L_1 , é calculado usando a Equação (4.1). A susceptância B_1 é calculada como a soma de duas susceptâncias B_g e B_d . A susceptância B_g é devido à capacitância entre os capacitores finais horizontais, espaçados de g , reduzidos por um fator de d/p . Essa susceptância é calculada como:

$$B_g = \frac{4d}{p} F(p, g, \lambda) \quad (4.17)$$

A susceptância B_d é entre os capacitores finais verticais espaçados de $p - d$ e é calculada como:

$$B_d = \frac{4}{p} \frac{2h + g}{p - d} F(p, p - d, \lambda) \quad (4.18)$$

O valor de C_2 não é calculado usando diretamente como na análise descrita anteriormente, mas a partir da pressuposição de um dipolo com ressonância na frequência f_3 , tal que $\lambda_3 = d/0,43$, na qual λ_3 é o comprimento de onda ressonante. A partir do valor de λ_3 , C_2 é derivado a partir da equação do circuito ressonante em série como:

$$f_3 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_2 C_2}} \quad (4.19)$$

A reatância indutiva X_{L2} é devido às fitas de comprimento d e é calculada como:

$$\frac{X_{L2}}{Z_0} = \frac{d}{p} F(p, 2w, \lambda, \theta) \quad (4.20)$$

Para comparar a eficiência do modelo do circuito equivalente proposto por Leonard e Cofer [8] serão utilizados os resultados medidos em [9]. Os resultados foram obtidos para uma incidência normal. A Figura 4.17 ilustra a resposta em frequência para o arranjo construído com as seguintes dimensões: $p = 0,65$ cm, $w = 0,09$ cm; $d = 0,495$ cm; $h = 0,03$ cm; $g = 0,021$ cm; e $\epsilon_r = 1,12$. Pode-se observar uma boa concordância entre os resultados teóricos e experimentais para a primeira frequência de ressonância f_1 . No entanto, a segunda frequência de ressonância é subestimada pelo modelo.

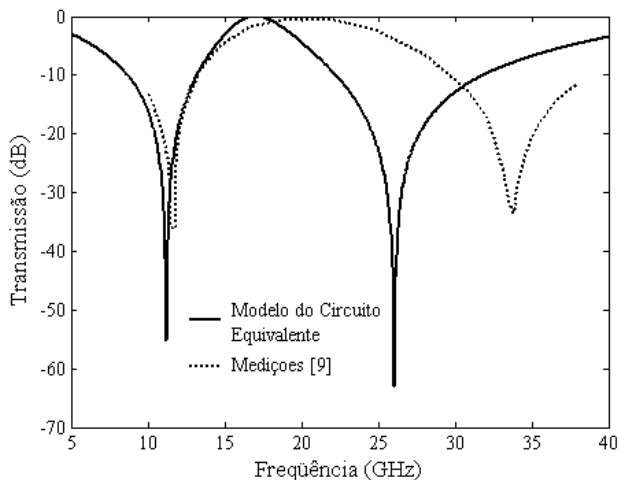


Figura 4.17 – Comparação entre os resultados obtidos com o programa em Matlab e os resultados simulados apresentados em [9].

Para comparar a eficiência do modelo do circuito equivalente proposto por Leonard e Cofer [8] serão utilizados os

resultados medidos em [10]. Os resultados foram obtidos para uma incidência com ângulo de 5° . A Figura 4.18 ilustra a resposta em frequência para o arranjo construído com as seguintes dimensões: $p = 2,1082$ cm, $w = 0,253$ cm; $d = 1,13$ cm; $h = 0,253$ cm; $g = 0,0738$ cm; e $\epsilon_r = 1,75$. Pode-se observar uma boa concordância entre os resultados teóricos e experimentais para a primeira frequência de ressonância f_1 . No entanto, mais uma vez, a segunda frequência de ressonância é subestimada pelo modelo. Vale ressaltar que, apesar da incidência não ser normal, os resultados concordaram bem. Isso se deve ao baixo ângulo de incidência (5°).

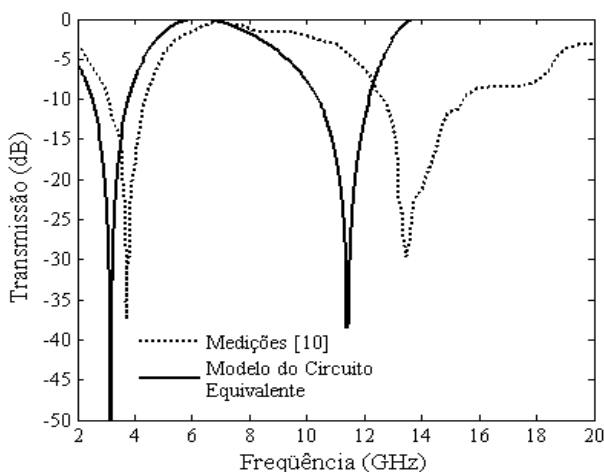


Figura 4.18 – Comparação entre os resultados obtidos com o programa em Matlab e os resultados simulados apresentados em [10].

4.6 – Referências

- [1] N. Marcuvitz, **Waveguide Handbook**. Editora McGraw-Hill, Nova Iorque, 1951.
- [2] R. J. Langley and E. A. Parker, “Equivalent circuit model for arrays of square loops”, *Electronics Letters*, **18** (7), 294-296 (1982).

- [3] T. K. Wu, **Frequency selective surface and grid array**, John Wiley & Sons, Nova York, E.U.A., 1995.
- [4] C. K. Lee and R. J. Langley, "Equivalent circuit models for frequency selective surfaces at oblique angles of incidence", *IEE Proceedings*, **132** (6), 395 – 399 (1985).
- [5] Z. L. Wang, K. Hashimoto, N. Shinohara e H. Matsumoto, Frequency-Selective Surface for Microwave Power Transmission. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **47** (10), pp. 2039-2042 (1999).
- [6] C. K. Lee e R. J. Langley, "equivalent-Circuit Models for Frequency-Selective Surfaces at Oblique Angles of Incidence", *IEE Proceedings*, **132** (6), 395 - 399 (1985).
- [7] R. J. Langley and E. A. Parker, "Double-square frequency selective surfaces and their equivalent circuit", *Electronic Letters*, **19** (17), 675 - 677 (1983).
- [8] T. W. Leonard, and J. W. Cofer, "A new equivalent circuit representation for the Jerusalem cross". *IEE Conference Publish.* 169 (1978).
- [9] R. J. Langley and A. J. Drinkwater, "Improved empirical model for the Jerusalem cross", *IEE Proceedings*, **129** (1), 1 – 6 (1982).
- [10] D. A. Palma and W. C. Wong, "Broadband Frequency Selective Surface", IN: MILCOM '86 - Military Communications Conference, (2), 5 – 9 (1986).

Apêndice: Códigos em Matlab

Programa da espira quadrada

```
%-----  
% Este programa calcula o coeficiente de reflexão,  
% de transmissão, a potência transmitida e refletida  
% de uma FSS com células alinhadas  
% usando elemento do tipo espira quadrada  
%-----  
clear  
clc  
%  
%-----  
%                      Entrada de dados  
%-----  
ficial=input('Entre com a frequência inicial(GHz): ');  
ffinal=input('Entre com a frequência final(GHz): ');  
df=input('entre c/ o passo de variação da frequência(GHz): ');  
teta=input('Entre com o ângulo de incidência teta: ');  
fi=input('Entre com o ângulo de incidência fi: ');  
w=input('Entre com a largura da fita w(cm): ');  
p=input('Entre com o período p(cm): ');  
d=input('Entre com o tamanho da espira d(cm): ');  
er=input('Entre com a constante dielétrica do substrato: ');  
%-----  
g=p-d; %calcula o espaçamento entre as espiras  
teta=teta*pi/180; %coloca o angulo teta em radianos  
fi=fi*pi/180; %coloca o angulo fi em radianos  
nf=((ffinal-ficial)/df)+1; %calcula a quantidade de iteracoes  
for ii=1:nf  
    freq=ficial+(ii-1)*df; %incrementa a frequencia  
    lamb=30/freq; %calcula o comprimento de onda lambda  
    XL=(d/p)*FF(p,2*w,lamb,fi); %calcula a reatancia indutiva da  
    espira
```

```
BC=4*er*(d/p)*FF(p,g,lamb,teta); %calcula a susceptancia da
espira
fop(ii)=freq; %armazena a frequencia no vetor fop
ct(ii)=1/(XL-(1/BC)); %calcula e armazena o coeficiente de
transmissao no vetor ct
pt(ii)=1/(1+.25*((ct(ii))^2)); %calcula e armazena a potencia
transmitida no vetor pt
pr(ii)=1-pt(ii); %calcula e armazena a potencia refletida no vetor
pr
cr(ii)=sqrt(pr(ii)); %calcula e armazena o coeficiente de reflexao
no vetor cr
end
```

Programa da espira quadrada com grade

```
%-----  
% Este programa calcula o coeficiente de reflexão,  
% de transmissão, a potência transmitida e refletida  
% de uma FSS com células alinhadas  
% usando elemento do tipo espira quadrada com grade  
%-----  
clear  
clc  
%  
%-----  
%                               Entrada de dados  
%-----  
ficial=input('Entre com a frequência inicial(GHz): ');  
ffinal=input('Entre com a frequência final(GHz): ');  
df=input('entre c/ o passo de variação da frequência(GHz): ');  
teta=0;%input('Entre com o ângulo de incidência teta: ');  
fi=0;%input('Entre com o ângulo de incidência fi: ');  
w1=input('Entre com a largura da grade w1(cm): ');  
w2=input('Entre com a largura da fita w2(cm): ');  
p=input('Entre com o período p(cm): ');  
d=input('Entre com o tamanho da espira d(cm): ');  
g=input('Entre com o espacamento entre a grade e a espira  
g(cm): ');  
er=input('Entre com a constante dielétrica do substrato: ');  
%-----  
  
teta=teta*pi/180; %coloca o angulo teta em radianos  
fi=fi*pi/180; %coloca o angulo fi em radianos  
nf=((ffinal-ficial)/df)+1; %calcula a quantidade de iteracoes  
for ii=1:nf  
    freq=ficial+(ii-1)*df; %incrementa a frequencia  
    lamb=30/freq; %calcula o comprimento de onda lambda  
    X2=FF(p,w1,lamb,fi); %calcula a reatancia indutiva X2  
    X3=(d/p)*FF(p,2*w2,lamb,fi); %calcula a reatancia indutiva X3
```

```

X1=2*((X2*X3)/(X2+X3));
BC=2*er*(d/p)*FF(p,g,lamb,teta); %calcula a susceptancia da
espira
fop(ii)=freq; %armazena a frequencia no vetor fop
ct(ii)=(1/X2)+(1/(X1-(1/BC))); %calcula e armazena o
coeficiente de transmissao no vetor ct
pt(ii)=4/(4+(ct(ii))^2); %calcula e armazena a potencia
transmitida no vetor pt
pr(ii)=1-pt(ii); %calcula e armazena a potencia refletida no vetor
pr
cr(ii)=sqrt(pr(ii)); %calcula e armazena o coeficiente de reflexao
no vetor cr
end

```

Programa da espira quadrada dupla

```
%-----  
% Este programa calcula o coeficiente de reflexão,  
% de transmissão, a potência transmitida e refletida  
% de uma FSS com células alinhadas  
% usando elemento do tipo espira quadrada dupla  
%-----  
clear  
clc  
%  
%-----  
%                               Entrada de dados  
%-----  
ficial=input('Entre com a frequência inicial(GHz): ');  
ffinal=input('Entre com a frequência final(GHz): ');  
df=input('entre c/ o passo de variação da frequência(GHz): ');  
teta=input('Entre com o ângulo de incidência teta: ');  
fi=input('Entre com o ângulo de incidência fi: ');  
w1=input('Entre com a largura da espira externa w1(cm): ');  
w2=input('Entre com a largura da espira interna w2(cm): ');  
d1=input('Entre com o tamanho da espira externa d1(cm): ');  
d2=input('Entre com o tamanho da espira interna d2(cm): ');  
g1=input('Entre com o espacamento entre as espiras externas  
g1(cm): ');  
g2=input('Entre com o espacamento entre a espira interna e a  
externa g2(cm): ');  
p=input('Entre com o período p(cm): ');  
er=input('Entre com a constante dielétrica do substrato: ');  
%-----  
  
teta=teta*pi/180; %coloca o angulo teta em radianos  
fi=fi*pi/180; %coloca o angulo fi em radianos  
nf=((ffinal-ficial)/df)+1; %calcula a quantidade de iteracoes  
for ii=1:nf  
    freq=ficial+(ii-1)*df; %incrementa a frequencia
```



```

lamb=30/freq; %calcula o comprimento de onda lambda
X1=FF(p,w1,lamb,fi); %calcula a reatancia indutiva X1
X2=FF(p,w2,lamb,fi); %calcula a reatancia indutiva X2
X3=FF(p,2*w2,lamb,fi); %calcula a reatancia indutiva X3
XLf1=2*(d1/p)*(X1*X2/(X1+X2)); %calcula a reatancia indutiva
XLf1
XLf2=(d2/p)*X3;
BC1=FF(p,g1,lamb,teta); %calcula a susceptancia da espira
externa
BC2=FF(p,g2,lamb,teta); %calcula a susceptancia da espira
interna
BCf1=0.75*er*BC1*(d1/p);
BCf2=er*(d2/p)*(BC1*BC2/(BC1+BC2));
fop(ii)=freq; %armazena a frequencia no vetor fop
ct(ii)=(1/(XLf1-(1/BCf1)))+(1/(XLf2-(1/BCf2))); %calcula e
armazena o coeficiente de transmissao no vetor ct
pt(ii)=4/(4+(ct(ii)^2)); %calcula e armazena a potencia
transmitida no vetor pt
pr(ii)=1-pt(ii); %calcula e armazena a potencia refletida no vetor
pr
cr(ii)=sqrt(pr(ii)); %calcula e armazena o coeficiente de reflexao
no vetor cr
end

```

Programa da cruz de Jerusalém

```
%-----  
% Este programa calcula o coeficiente de reflexão,  
% de transmissão, a potência transmitida e refletida  
% de uma FSS com células alinhadas  
% usando elemento do tipo cruz de Jerusalém  
%-----  
  
clc  
clear  
  
%-----  
%                               Entrada de dados  
%-----  
ficial=5; % frequência inicial em GHz  
ffinal=41; % frequência final em GHz  
df=0.01; % Variação da frequência em GHz  
teta=0; % ângulo de incidência teta  
p=0.65; % periodocidade da cruz em (cm)  
w=0.09; % largura da fita em (cm)  
d=0.495; % tamanho da cruz em (cm)  
h=0.03; % largura do braço principal da cruz em (cm)  
g=0.021; % largura entre os elementos da estrutura em (cm)  
er=1.12; % Constante dielétrica do material  
%-----  
  
teta=teta*pi/180; % transforma graus para radianos  
  
nf=((ffinal-ficial)/df)+1; % calcula a quantidade de iterações  
  
for ii=1:nf  
    freq=ficial+(ii-1)*df; % incrementa a frequência  
    lamb=30/freq; % calcula o comprimento de onda lambda (em  
    cm)
```

```

XL1=FF(p,w,lamb,teta); %calcula a reatancia indutiva #1 da
cruz

Bg=((4*er*d)/p)*FF(p,g,lamb,teta); % calcula a susceptância da
cruz
Bd=((4*er*(2*h+g))/p)*FF(p,p-d,lamb,teta); % calcula a
susceptancia da cruz
BC1=Bg+Bd; % calcula a susceptancia da cruz

XL2=(d/p)*FF(p,2*w,lamb,teta); % calcula a reatância indutiva
#2 da cruz

lamb3=d/0.43;
f3=30/lamb3;
BC2=(1/XL2)*((freq/f3)^2); % A suceptância BC2 é utilizada
para suavizar a frequência central f2

Y1=1/(XL1-(1/BC1)); % Calcula a admitância 1
Y2=1/(XL2-(1/BC2)); % Calcula a admitância 2

Yt=Y1+Y2; % Calcula a admitância total da 2ª parte - Langley

fop(ii)=freq; % armazena a frequência no vetor fop
ct(ii)=1/sqrt(1+.25*((Yt)^2)); % calcula e armazena o
coeficiente de transmissão no vetor ct
pt(ii)=ct(ii)^2; % calcula e armazena a potência transmitida no
vetor pt
pr(ii)=1-pt(ii); % calcula e armazena a potência refletida no
vetor pr
cr(ii)=sqrt(pr(ii)); % calcula e armazena o coeficiente de
reflexão no vetor cr
end

```

Funções utilizadas nos programas

```
function calcF = FF(p,w,lamb,ang)
calcF=((p*(cos(ang)))/lamb)*(log(csc(pi*w/(2*p))))+GG(p,w,lamb,ang));
```

```
function calcG = GG(p,w,lamb,ang)
b=sin(pi*w/(2*p));
Cp=(1/sqrt(1+(2*p*sin(ang)/lamb)-(p*cos(ang)/lamb)^2))-1;
Cn=(1/sqrt(1-(2*p*sin(ang)/lamb)-(p*cos(ang)/lamb)^2))-1;
num=0.5*((1-b^2)^2)*((1-(b/2)^2)*(Cp+Cn)+4*(b^2)*Cp*Cn);
den=(1-(b/2)^2)+(b^2)*(1+((b^2)/2)-((b^4)/8))*(Cp+Cn)+2*(b^6)*Cp*Cn;
calcG=num/den;
```


FÓMULAS APROXIMADAS

5.1 – Introdução

Fórmulas simples para o coeficiente de transmissão ou de reflexão para superfícies seletivas em frequência têm sido relatadas na literatura. A primeira foi dada por MacFarlane, em 1946 [1]. Duas das mais populares e úteis fórmulas foram dadas por Chen [2] e Ulrich [3]. Comparada com outras, a fórmula de Chen é mais precisa, enquanto que a fórmula de Ulrich é mais simples. Lee e Zarrillo em [4] apresentaram uma versão refinada que combina as vantagens de ambas as fórmulas de Chen e Ulrich. Além disso, através da utilização de uma abordagem da matriz de espalhamento, a fórmula foi estendida para cobrir o caso de cascadeamento de várias FSS. Neste capítulo serão abordadas essas fórmulas e resultados numéricos obtidos com elas serão comparados com resultados experimentais apresentados na literatura e resultados numéricos obtidos com o Ansoft Designer e com o método dos momentos.

5.2 – Fórmulas Simples

Nós vimos no Capítulo 3 que FSS podem ser modeladas através de um circuito equivalente apropriado. Quando os elementos condutores têm espessura nula, o problema do espalhamento pode ser substituído por um problema de linha de transmissão equivalente delineada na Figura 5.1 [5]. As fórmulas aproximadas servem para calcular a admitância, Y , ao invés de obtê-la por meio de um circuito equivalente.

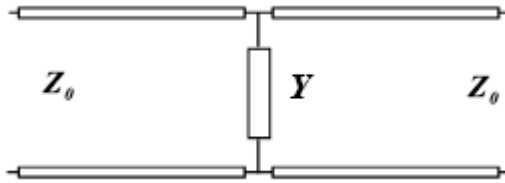


Figura 5.1 – Linha de transmissão equivalente.

Uma vez obtida a admitância, podemos calcular o coeficiente de transmissão como:

$$T = \frac{1}{1+Y} \quad (5.1)$$

A estrutura que será considerada nessa análise está ilustrada na Figura 5.2. Ela é um arranjo periódico de *patches* retangulares condutivos. Essa configuração é chamada de arranjo capacitivo de *patches* retangulares [5].

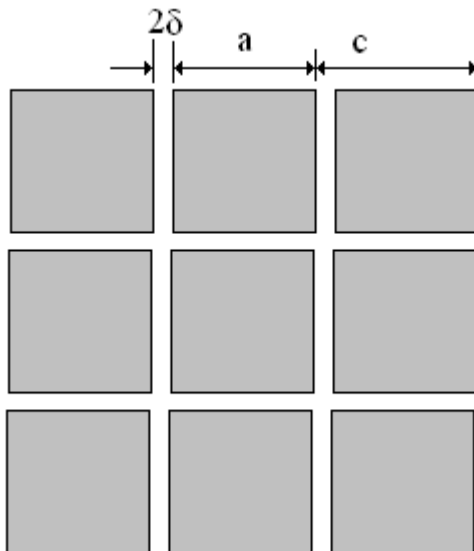


Figura 5.2 – Arranjo capacitivo.

A variável a é a largura dos *patches*, c é a periodicidade das células e 2δ é a separação entre elas.

5.3 – Fórmula Simples Apresentada por Ulrich [3]

A fórmula de Ulrich é baseada na solução de Marcuvitz [6]. Ela é bastante simples, mas tem pouca precisão. A fórmula simples apresentada por Ulrich, para anteparos capacitivos é [3]:

$$Y = \frac{j\beta \ln \left[\cos \sec \left(\frac{\pi \delta}{2a} \right) \right]}{\beta^2 - 1} \quad (5.2)$$

em que,

$$\beta = \frac{\left(1 - 0,27 \frac{\delta}{a} \right)}{a / \lambda} \quad (5.3)$$

$$\lambda = \frac{c_0}{f} \quad (5.4)$$

c_0 e f são, respectivamente, a velocidade da luz no espaço livre (cm/s) e a frequência (Hz).

5.4 – Fórmula Simples Apresentada por Chen [2]

A fórmula de Chen não é tão simples quanto a apresentada por Ulrich. Para anteparos capacitivos ela é dada por [2]:

$$Y = \frac{j0,5}{\left[f_1 f_2 - \frac{f_3}{f_1} + \left(f_4 - \frac{1}{f_4} \right) f_2 f_3 \right]} \quad (5.5)$$

em que,

$$f_1 = \sqrt{\left(\frac{\lambda}{a} \right)^2 - 1} \quad (5.6)$$

$$f_2 = \left[\frac{\cos\left(\frac{\pi c}{a}\right)}{1 - \left(\frac{2c}{a}\right)^2} \right]^2 \quad (5.7)$$

$$f_3 = \left[\frac{\operatorname{sen}\left(\frac{\pi c}{a}\right)}{\left(\frac{\pi c}{a}\right)} \right]^2 \quad (5.8)$$

$$f_4 = \sqrt{2\left(\frac{\lambda}{a}\right)^2 - 1} \quad (5.9)$$

5.5 – Fórmula Simples Apresentada por Arnaud *et al.* [7]

Em [7], Arnaud *et al.* apresentaram uma fórmula similar a de Ulrich [2] como se pode ver na Equação (5.10):

$$Y = j2\left(\frac{a}{\lambda}\right) \ln \left[\operatorname{cosec} \left(\frac{\pi \delta}{a} \right) \right] \quad (5.10)$$

O argumento da função cossecante na Equação (5.10) difere daquele da Equação (5.2) por um fator de 2 no denominador.

5.6 – Fórmula Simples Apresentada por Lee e Zarrillo [4]

A fórmula de Lee e Zarrillo tem limitações como: precisão limitada (cerca de 5%), a fórmula é válida somente quando a direção incidente da onda plana é normal e a periodicidade das células é inferior a um comprimento de onda; e quando cascadeadas, a separação entre as FSS não pode ser muito pequena. A admitância é dada por:

$$Y = \frac{j\beta \ln \left[\cos \sec \left(\frac{\pi \delta}{2a} \right) \right]}{\beta^2 - 1 \left[\frac{a}{c} + 0,5 \left(\frac{a}{\lambda} \right)^2 \right]} \quad (5.11)$$

em que,

$$\beta = \frac{\left(1 - 0,41 \frac{\delta}{a} \right)}{a / \lambda} \quad (5.12)$$

$$\delta = \frac{a - c}{2} \quad (5.13)$$

Note que a admitância, Y , depende apenas dos parâmetros a/λ e a/c . A fórmula funcional particular dada em (5.11) é inspirada no trabalho de Ulrich [3]. É interessante notar que a transmissão total ocorre em:

$$\frac{a}{\lambda} = 1 - 0,41 \frac{\delta}{a} \quad (5.14)$$

Para a maioria dos anteparos práticos ($\delta/a \leq 0,3$). Deste modo, a transmissão total ocorre quando a é ligeiramente menor que um comprimento de onda.

5.7 – Fórmula Simples para FSS com Substrato Dielétrico [4]

Para uma FSS com substrato dielétrico as fórmulas aproximadas, para os coeficientes de transmissão e de reflexão, são dadas por [4]:

$$T = \frac{T_1 T_2}{1 - R_1 R_2} \quad (5.15)$$

$$R = R_1 + \frac{T_1^2 R_2}{1 - R_1 R_2} \quad (5.16)$$

em que T_1 pode ser calculado a partir das equações (5.1) e (5.5). O coeficiente R_1 pode ser calculado com $1 - T_1$ e os coeficientes R_2 e T_2 são calculados como:

$$T_2 = \frac{1-r^2}{1-r^2 e^{-j2k'h}} e^{[j k-k' h]} \quad (5.17)$$

$$R_2 = \frac{r \left[1 - e^{-j2k'h} \right]}{1-r^2 e^{-j2k'h}} e^{jkh} \quad (5.18)$$

em que h é a espessura do dielétrico e

$$k' = k\sqrt{\varepsilon} \quad (5.19)$$

$$r = \frac{1-\sqrt{\varepsilon}}{1+\sqrt{\varepsilon}} \quad (5.20)$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (5.21)$$

5.8 – Resultados

A Figura 5.3 compara resultados obtidos através das fórmulas aproximadas citadas neste capítulo, para uma FSS do tipo *freestanding* (sem dielétrico) usando *patches* quadrados. As fórmulas Lee e Zarrillo e a de Chen apresentaram boa precisão, enquanto que a de Ulrich e Arnaud *et al.* não apresentaram resultados tão satisfatórios. As dimensões foram $a = 1\text{cm}$ e $c = 0,7\text{cm}$.

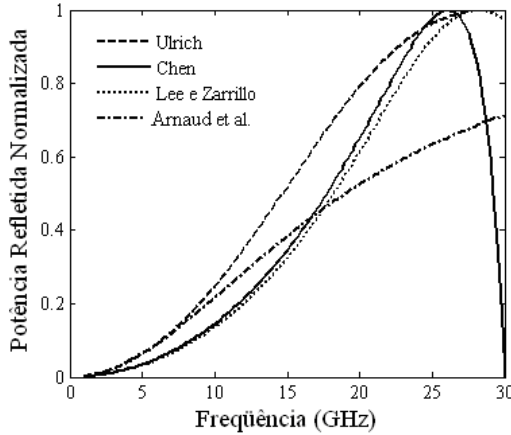


Figura 5.3 – Comparação entre os resultados obtidos com as fórmulas aproximadas.

A Figura 5.4 compara resultados obtidos através da fórmula aproximada desenvolvida por Ulrich [2] com os obtidos com o método dos momentos [8]. A estrutura é a mesma da Figura 5.3. Em termos de frequência de ressonância os resultados apresentaram uma boa concordância, mas em termos de largura de banda, podemos ver que há uma grande discordância entre os resultados.

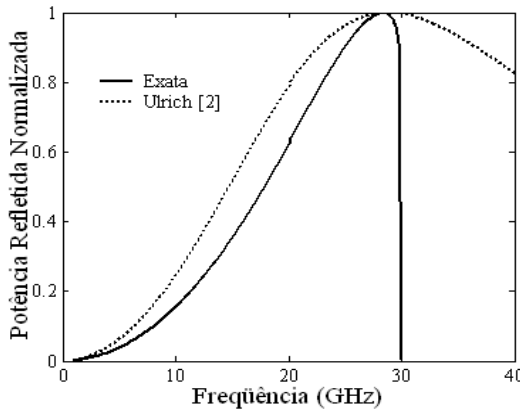


Figura 5.4 – Comparação entre os resultados obtidos com a fórmula aproximada de Ulrich e o método dos momentos.

A Figura 5.5 faz a mesma comparação que a da Figura 5.4, mas desta vez foi considerada a fórmula proposta por Chen apresentada em [3]. Podemos observar que houve uma boa concordância entre as larguras de banda e uma pequena diferença na frequência de ressonância. Isso mostra que a fórmula do Chen é mais precisa que a do Ulrich.

A Figura 5.6 faz a mesma comparação considerando a fórmula apresentada por Arnaud *et al.* em [7]. Podemos observar que não qualquer concordância entre os resultados. Isso mostra a imprecisão da fórmula de Arnaud *et al.*

A Figura 5.7 faz a mesma comparação considerando a fórmula apresentada por Lee e Zarrillo em [4]. Em termos de frequência de ressonância os resultados apresentaram uma boa concordância, mas em termos de largura de banda, podemos ver que há uma grande discordância entre os resultados.

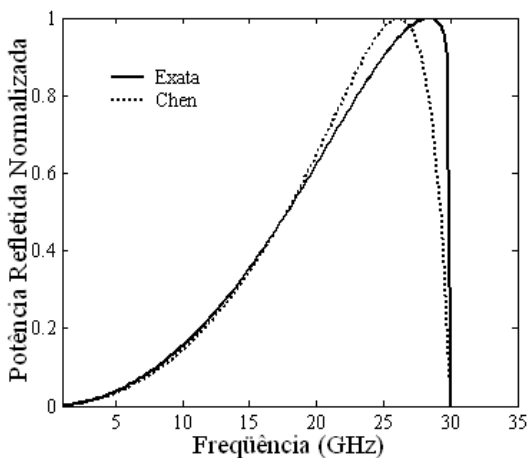


Figura 5.5 – Comparação entre os resultados obtidos com a fórmula aproximada de Chen e o método dos momentos.

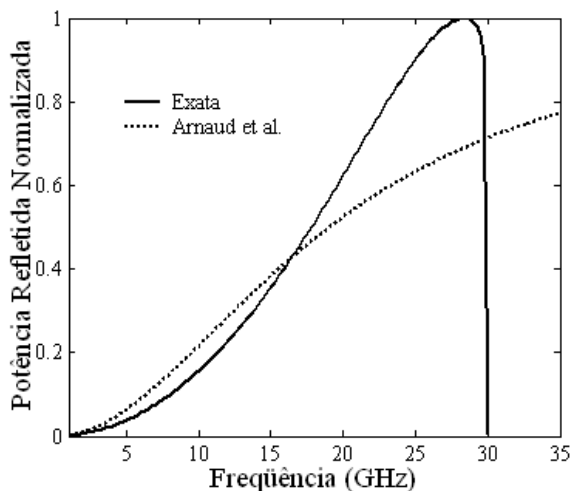


Figura 5.6 – Comparação entre os resultados obtidos com a fórmula aproximada de Arnaud *et al.* e o método dos momentos.

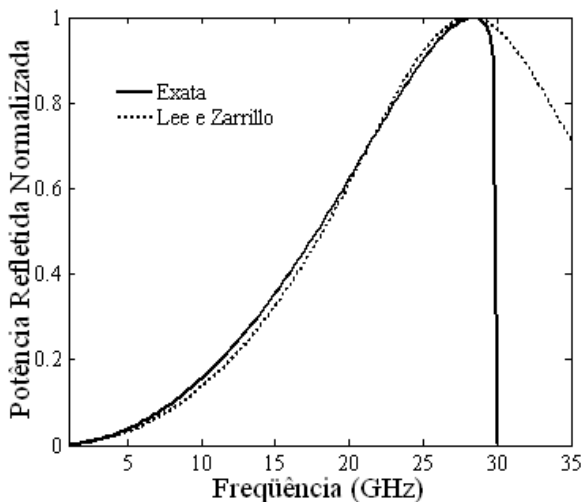


Figura 5.7 – Comparação entre os resultados obtidos com a fórmula aproximada de Lee e Zarrillo e o método dos momentos.

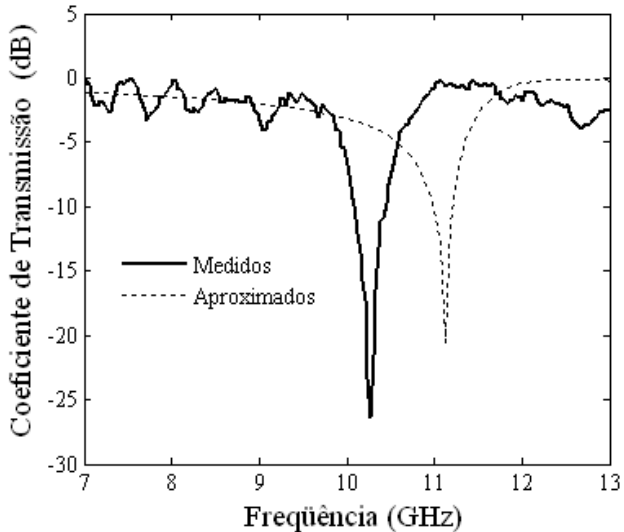


Figura 5.8 – Comparação entre os resultados medidos e os obtidos com a fórmula aproximada de Lee e Zarrillo.

Na Figura 5.8 podemos ver uma comparação entre os resultados obtidos com a fórmula aproximada (Equação (5.15)) e os resultados medidos. As dimensões da estrutura são: $a = 2,2\text{cm}$; $c = 0,8\text{cm}$; $\epsilon_r = 3,9$ e $h = 0,15\text{cm}$. Podemos observar que a fórmula aproximada dá uma boa idéia sobre o comportamento da FSS. O erro obtido foi de 7,69%, um pouco maior que 5%, para a frequência de ressonância.

5.9 – Referências

- [1] G. G. Macfarlane, “Quasi-stationary field theory and its applications to diaphragms and junctions in transmission lines and wave guides”, *Journal of Institute of Electrical Engineering*, vol. 93, pp. 703 – 719, 1946.
- [2] C. C. Chen, “Transmission of microwave through perforated flat plates of finite thickness”, *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*, vol. 21 (1), pp. 1 – 6, 1973.

- [3] R. Ulrich, "Far infrared properties of metallic mesh and its complementary structure", *Infrared Physics*, vol. 7, pp. 37 – 55, 1976.
- [4] S. W. Lee, G. Zarrillo e C. L. Law, "Simple Formulas for Transmission Through Periodic Metal Grids or Plates", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 30 (5), 904 – 909, 1982.
- [5] O. Luukkonen et al., "Simple and Accurate Analytical Model of Planar Grids and High-Impedance Surfaces Comprising Metal Strips or Patches", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 56 (6), pp. 1624 , 2008.
- [6] N. Marcuvitz, **Waveguide Handbook**. Editora McGraw-Hill, Nova Iorque, 1951.
- [7] J. A. Arnaud, e F. A. Pelow, "Resonant-grid quasi-optical diplexers", *Bell System Technical Journal*, vol. 54, pp. 263 – 283, 1975.
- [8] A. L. P. S. Campos, A. G. d'Assunção e L. M. de Mendonça, "Analysis of Frequency Selective Surfaces on Uniaxial Anisotropic Substrates", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 50 (1), pp. 72 – 76, 2002.

Apêndice: Códigos em Matlab

Programa da fórmula do Ulrich

```
%-----  
% Este programa calcula as características  
% de transmissão e de reflexão pela  
% fórmula aproximada de Ulrich [3]  
%-----  
clear  
clc  
%-----  
% Entrada de dados  
%-----  
a=input('entre c/ a periodicidade a(cm): ');  
c=input('entre c/ a largura do patch c(cm): ');  
f0=input('entre c/ a freqüência inicial fo(GHz): ');  
ff=input('entre c/ a freqüência final ff(GHz): ');  
df=input('entre c/ a variação da freqüência em GHz: ');  
%-----  
nf=((ff-f0)/df)+1; %calcula a quantidade de iterações  
d=(a-c)/2; %calcula o espaçamento entre os patches  
for p=1:nf  
    f=f0+(p-1)*df; %incrementa a freqüência  
    l=30/f; %calcula o comprimento de onda lambda  
    b=(1-.27*(d/a))/(a/l); %calcula o beta  
    ycap=i*b*log(csc(pi*d/(2*a)))/((b^2)-1); %calcula a admitância  
    capacitiva  
    t=1/(1+ycap); %calcula o coeficiente de transmissão  
    r=t-1; %calcula o coeficiente de reflexão  
    cr(p)=abs(r); %calcula o módulo do coeficiente de transmissão  
    e armazena em um vetor  
    ct(p)=abs(t); %calcula o módulo do coeficiente de reflexão e  
    armazena em um vetor  
    pr(p)=cr(p).^2; %calcula a potência refletida e armazena em um  
    vetor
```

```

    pt(p)=ct(p).^2; %calcula a potência transmitida e armazena em
um vetor
    fop(p)=f; %armazena a frequência em um vetor
end

```

Programa da fórmula do Chen

```

%-----
% Este programa calcula as características
% de transmissão e de reflexão pela
% fórmula aproximada de Chen [2]
%-----
clear
clc
%-----
% Entrada de dados
%-----
a=input('entre c/ a periodicidade a(cm): ');
c=input('entre c/ a largura do patch c(cm): ');
f0=input('entre c/ a frequência inicial fo(GHz): ');
ff=input('entre c/ a frequência final ff(GHz): ');
df=input('entre c/ a variação da frequência em GHz: ');
%-----
nf=((ff-f0)/df)+1; %calcula a quantidade de iteracoes
d=(a-c)/2; %calcula o espaçamento entre os patches
for p=1:nf
    f=f0+(p-1)*df; %incrementa a frequencia
    l=30/f; %calcula o comprimento de onda lambda
    %-----
    % Calculando os fatores da fórmula
    %-----
    f1=sqrt(((l/a)^2)-1);
    f2=((cos(pi*c/a))/(1-(2*c/a)^2))^2;
    f3=(sin(pi*c/a)/(pi*c/a))^2;
    f4=sqrt((2*(l/a)^2)-1);
    %-----

```

```

ycap=i*0.5/((f1*f2-(1/f1)*f3+(f4-(1/f4))*(f2*f3))); %calcula a
admitância capacitiva
t=1/(1+ycap); %calcula o coeficiente de transmissão
r=t-1; %calcula o coeficiente de reflexão
cr(p)=abs(r); %calcula o módulo do coeficiente de transmissão
e armazena em um vetor
ct(p)=abs(t); %calcula o módulo do coeficiente de reflexão e
armazena em um vetor
pr(p)=cr(p).^2; %calcula a potência refletida e armazena em um
vetor
pt(p)=ct(p).^2; %calcula a potência transmitida e armazena em
um vetor
fop(p)=f;% armazena a freqüência em um vetor
end

```

Programa da fórmula do Arnaud *et al*

```

%-----
% Este programa calcula as características
% de transmissão e de reflexão pela
% fórmula aproximada de Arnaud [7]
%-----
clear
clc
%-----
% Entrada de dados
%-----
a=input('entre c/ a periodicidade a(cm): ');
c=input('entre c/ a largura do patch c(cm): ');
f0=input('entre c/ a freqüência inicial fo(GHz): ');
ff=input('entre c/ a freqüência final ff(GHz): ');
df=input('entre c/ a variação da freqüência em GHz: ');
%-----
nf=((ff-f0)/df)+1; %calcula a quantidade de iteracoes
d=(a-c)/2; %calcula o espaçamento entre os patches
for p=1:nf

```

```

f=f0+(p-1)*df; %incrementa a frequencia
l=30/f; %calcula o comprimento de onda lambda
b=(1-.27*(d/a))/(a/l); %calcula o beta
ycap=i*2*(a/l)*log(csc(pi*d/a)); %calcula a admitância
capacitiva
t=1/(1+ycap); %calcula o coeficiente de transmissão
r=t-1; %calcula o coeficiente de reflexão
cr(p)=abs(r); %calcula o módulo do coeficiente de transmissão
e armazena em um vetor
ct(p)=abs(t); %calcula o módulo do coeficiente de reflexão e
armazena em um vetor
pr(p)=cr(p).^2; %calcula a potência refletida e armazena em um
vetor
pt(p)=ct(p).^2; %calcula a potência transmitida e armazena em
um vetor
fop(p)=f;% armazena a freqüência em um vetor
end

```

Programa da fórmula do Lee e Zarrillo

```

%-----
% Este programa calcula as características
% de transmissão e de reflexão pela
% fórmula aproximada de Lee e Zarrillo [4]
%-----
clear
clc
%-----
% Entrada de dados
%-----
a=input('entre c/ a periodicidade a(cm): ');
c=input('entre c/ a largura do patch c(cm): ');
f0=input('entre c/ a freqüência inicial fo(GHz): ');
ff=input('entre c/ a freqüência final ff(GHz): ');
df=input('entre c/ a variação da freqüência em GHz: ');
%-----

```

```

nf=((ff-f0)/df)+1; %calcula a quantidade de iteracoes
d=(a-c)/2; %calcula o espaçamento entre os patches
for p=1:nf
    f=f0+(p-1)*df; %incrementa a frequencia
    l=30/f; %calcula o comprimento de onda lambda
    b=(1-0.41*(d/a))/(a/l);
    ycap=(i*b*log(csc(pi*d/(2*a))))/(((b^2)-1)*((a/c)+0.5*(a/l)^2));
%calcula a admitância capacitiva
    t=1/(1+ycap); %calcula o coeficiente de transmissão
    r=t-1; %calcula o coeficiente de reflexão
    cr(p)=abs(r); %calcula o módulo do coeficiente de transmissão
e armazena em um vetor
    ct(p)=abs(t); %calcula o módulo do coeficiente de reflexão e
armazena em um vetor
    pr(p)=cr(p).^2; %calcula a potência refletida e armazena em um
vetor
    pt(p)=ct(p).^2; %calcula a potência transmitida e armazena em
um vetor
    fop(p)=f;% armazena a freqüência em um vetor
end

```

Programa da fórmula com dielétrico

```

%-----
% Este programa calcula as características
% de transmissão e de reflexão de uma FSS sobre
% uma camada dieletrica usando formulas aproximadas
%-----
clear
clc
%-----
% Entrada de dados
%-----
a=input('entre c/ a periodicidade a(cm): ');
c=input('entre c/ a largura do patch c(cm): ');
er=input('Entre com a permissividade do dieletrico: ');

```

```

h=input('Entre com a espessura do dieletrico h(cm): ');
f0=input('entre c/ a freqüência inicial fo(GHz): ');
ff=input('entre c/ a freqüência final ff(GHz): ');
df=input('entre c/ a variação da freqüência em GHz: ');
%-----
nf=((ff-f0)/df)+1; %calcula a quantidade de iteracoes
d=(a-c)/2; %calcula o espaçamento entre os patches
for p=1:nf
    f=f0+(p-1)*df; %incrementa a frequencia
    l=30/f; %calcula o comprimento de onda lambda
    %-----
    % Calculando os fatores da fórmula
    %-----
    f1=sqrt(((l/a)^2)-1);
    f2=((cos(pi*c/a))/(1-(2*c/a)^2))^2;
    f3=(sin(pi*c/a)/(pi*c/a))^2;
    f4=sqrt((2*(l/a)^2)-1);
    %-----
    ycap=i*0.5/((f1*f2-(1/f1)*f3+(f4-(1/f4))*(f2*f3))); %calcula a
admitância capacitiva
    t1=1/(1+ycap); %calcula o coeficiente de transmissão do
anteparo metalico
    r1=sqrt((t1^2)-1); %calcula o coeficiente de reflexão do
anteparo metalico
    %-----
    % Calculo das constantes
    %-----
    k=2*pi/l;
    kl=k*sqrt(er);
    r=(1-sqrt(er))/(1+sqrt(er));
    %-----
    t2=((1-r^2)*exp(i*(k-kl)*h))/(1-(r^2)*exp(-i*2*kl*h)); %calcula o
coeficiente de transmissão do anteparo dieletrico
    r2=(r*(1-exp(-i*2*kl*h))*exp(i*k*h))/(1-(r^2)*exp(-i*2*kl*h));
%calcula o coeficiente de reflexão do anteparo dieletrico
    %-----

```

```

tf=t1*t2/(1-r1*r2); %calcula o coeficiente de transmissão da
FSS
rf=r1+((t1^2)*r2)/(1-r1*r2); %calcula o coeficiente de reflexao da
FSS
%-----
cr(p)=abs(rf); %calcula o módulo do coeficiente de transmissão
e armazena em um vetor
ct(p)=abs(tf); %calcula o módulo do coeficiente de reflexão e
armazena em um vetor
pr(p)=cr(p).^2; %calcula a potência refletida e armazena em um
vetor
pt(p)=ct(p).^2; %calcula a potência transmitida e armazena em
um vetor
fop(p)=f;% armazena a frequência em um vetor
end

```


ESPALHAMENTO ELETROMAGNÉTICO

6.1 – Introdução

Para se formular o problema de espalhamento eletromagnético, devem-se relacionar os campos espalhados e incidentes nas estruturas. A formulação é baseada na obtenção de uma equação integral para uma única célula. A equação integral é modificada para células periódicas por meio da aplicação do Teorema de Floquet, de forma que a integral convolucional contínua é convertida em um somatório duplo infinito. Por fim, a análise será estendida para estruturas sobre camadas dielétricas.

6.2 – Dedução da equação integral do campo elétrico

Para analisar as propriedades de transmissão e de reflexão de estruturas periódicas (FSS), certas considerações devem ser feitas. Primeiro, consideraremos que a estrutura é infinita em extensão. Segundo, consideraremos que a onda incidente é plana e monocromática. Por fim, consideraremos que o anteparo possui espessura infinitesimal [1].

Para iniciar a análise, consideraremos uma onda plana eletromagnética de polarização arbitrária incidente em um anteparo, no plano $z = 0$,

$$\begin{bmatrix} E_x^{inc}(x, y) \\ E_y^{inc}(x, y) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_x^{inc}(\alpha_0, \beta_0) \\ E_y^{inc}(\alpha_0, \beta_0) \end{bmatrix} \cdot e^{j(\alpha_0 x + \beta_0 y)} \quad (6.1)$$

em que

$$\alpha_0 = k_0 \text{sen} \theta_{inc} \cos \phi_{inc} \quad (6.2)$$

$$\beta_0 = k_0 \text{sen} \theta_{inc} \text{sen} \phi_{inc} \quad (6.3)$$

$$k_0 = 2\pi / \lambda_0 \quad (6.4)$$

com θ_{inc} e ϕ_{inc} sendo os ângulos de incidência. Estes campos incidentes induzem correntes no anteparo, as quais irradiam

campos espalhados, conforme mostrado na Figura 6.1. Pela simetria física do problema, as correntes geram campos espalhados que serão simétricos em relação ao plano $z = 0$ [2].

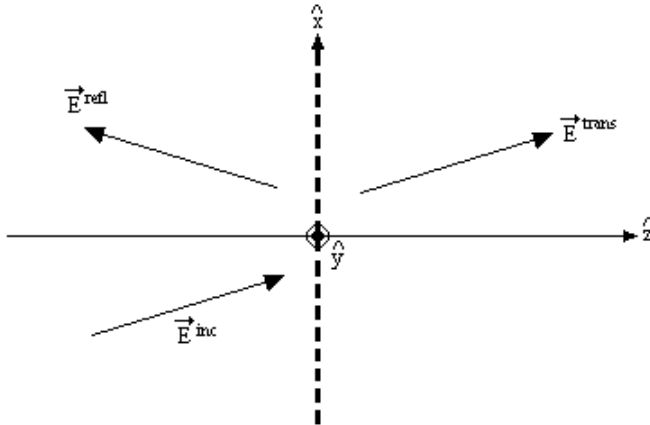


Figura 6.1 – Representação dos campos espalhados por um anteparo periódico planar.

Os campos espalhados são dados por [1], [2]:

$$\vec{E}^S = -j\omega\mu_0\vec{A} + \frac{1}{j\omega\epsilon_0}\nabla\nabla\cdot\vec{A} \quad (6.5)$$

em que, μ_0 e ϵ_0 são, respectivamente, a permeabilidade magnética e a permissividade elétrica do espaço livre. Por sua vez, \vec{A} é o vetor potencial magnético, dado por

$$\vec{A} = \vec{\vec{Z}} * \vec{J} \quad (6.6)$$

O asterisco representa a operação de convolução, \vec{J} é a corrente superficial induzida no condutor e $\vec{\vec{Z}}$ é a função diádica de Green no espaço livre. Considerando o *patch* um condutor elétrico perfeito, tem-se que o campo elétrico tangencial, denotado pelo subscrito t , é dado por

$$\vec{E}_t = \vec{E}^S + \vec{E}^{inc} = 0 \quad (6.7)$$

Os sobrescritos *s* e *inc* correspondem aos campos espalhado e incidente, respectivamente. Conseqüentemente, da Equação (6.5), aplicada ao campo incidente, obtemos

$$\vec{E}^{inc} = j\omega\mu_0\vec{A} - \frac{1}{j\omega\epsilon_0}\nabla \nabla \cdot \vec{A} \quad (6.8)$$

A Equação (6.8) é a equação característica do campo elétrico para *patches* condutores elétricos perfeitos. Para a superfície planar de espessura infinitesimal considerada, apenas as componentes de corrente superficial J_x e J_y existem e, assim, apenas os potenciais A_x e A_y são diferentes de zero. Desta forma, podemos escrever a Equação (6.8) na forma matricial como

$$-\begin{bmatrix} E_x^{inc} \\ E_y^{inc} \end{bmatrix} = \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \begin{bmatrix} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + k_0^2 & \frac{\partial^2}{\partial x\partial y} \\ \frac{\partial^2}{\partial x\partial y} & \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_0^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_x \\ A_y \end{bmatrix} \quad (6.9)$$

em que $A_x = Z^*J_x$ e $A_y = Z^*J_y$.

A transformada e a anti-transformada de Fourier são definidas como [2]:

$$\tilde{f}(\alpha, \beta) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) e^{-j(\alpha x + \beta y)} dx dy \quad (6.10)$$

$$f(x, y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(\alpha, \beta) e^{j(\alpha x + \beta y)} d\alpha d\beta \quad (6.11)$$

Podemos substituir a convolução e as derivadas parciais que estão embutidas em (6.9) por $Z^* \vec{J} \leftrightarrow \tilde{Z} \tilde{\vec{J}}$, $\partial \vec{A} / \partial x \leftrightarrow j\alpha \vec{A}$ e $\partial \vec{A} / \partial y \leftrightarrow j\beta \vec{A}$ quando trabalhamos no domínio espectral [2].

Aplicando-se a transformada de Fourier na Equação (6.9), temos

$$-\begin{bmatrix} \tilde{E}_x^{inc} \\ \tilde{E}_y^{inc} \end{bmatrix} = \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \begin{bmatrix} k_0^2 - \alpha^2 & -\alpha\beta \\ -\alpha\beta & k_0^2 - \beta^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{Z} \\ - \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix} \quad (6.12)$$

Aplicando-se a transformada inversa de Fourier na Equação (6.12), temos

$$-\begin{bmatrix} E_x^{inc} \\ E_y^{inc} \end{bmatrix} = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \begin{bmatrix} k_0^2 - \alpha^2 & -\alpha\beta \\ -\alpha\beta & k_0^2 - \beta^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{Z} \\ - \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix} e^{j(\alpha x + \beta y)} d\alpha d\beta \quad (6.13)$$

A periodicidade será agora considerada para se reduzir a Equação (6.13) a uma soma de modos discretos. Consideramos que o anteparo tem a forma periódica mostrada na Figura 6.2. As correntes e quantidades de campos para qualquer célula no arranjo são relacionadas às de qualquer outra célula, por meio de uma mudança linear de fase correspondente à fase relativa do campo incidente sobre as duas células. Deste modo, se o anteparo tem periodicidades t_x e t_y , nas direções x e y , respectivamente, as correntes são relacionadas como

$$\vec{J}(x+t_x, y+t_y) = \vec{J}(x, y) e^{j(\alpha_0 t_x + \beta_0 t_y)} e^{j2m\pi} e^{j2n\pi} \quad (6.14)$$

Considerando-se a periodicidade nas direções x e y , a Equação (6.13) torna-se

$$-\begin{bmatrix} E_x^{inc} \\ E_y^{inc} \end{bmatrix} = \frac{2\pi}{j\omega\epsilon_0 t_x t_y} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \begin{bmatrix} k_0^2 - \alpha_m^2 & -\alpha_m \beta_n \\ -\alpha_m \beta_n & k_0^2 - \beta_n^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{Z} \\ - \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix} e^{j\alpha_m x} e^{j\beta_n y} \quad (6.15)$$

em que

$$\alpha_m = \alpha_0 + \frac{2\pi m}{t_x} \quad (6.16)$$

$$\beta_n = \beta_0 + \frac{2\pi n}{t_y} \quad (6.17)$$

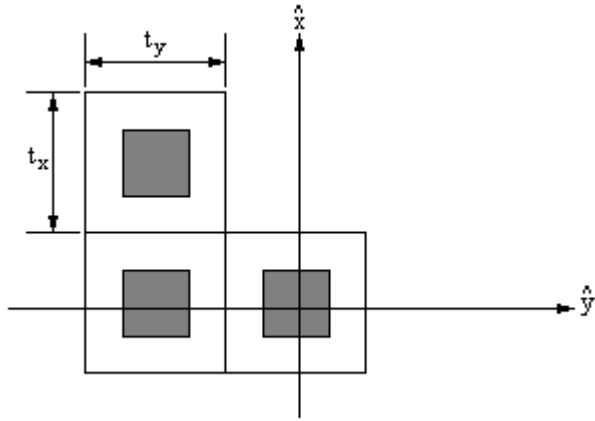


Figura 6.2 – Arranjo periódico de *patches* metálicos no plano $z = 0$.

A Equação (6.15) é a equação do campo elétrico no domínio espectral. A equação é válida nas partes metálicas do anteparo e, devido à periodicidade da estrutura, precisa ser garantida apenas sobre uma única célula do anteparo.

Para o caso generalizado, no qual as células podem ser defasadas entre si, conforme a Figura 6.3, temos as seguintes equações para as variáveis espectrais:

$$\alpha_{mn} = \frac{2\pi m}{t_x} + \alpha_0 \quad (6.18)$$

$$\beta_{mn} = \frac{2\pi n}{t_y \operatorname{sen} \Omega} - \frac{2\pi m}{t_x} \cot \Omega + \beta_0 \quad (6.19)$$

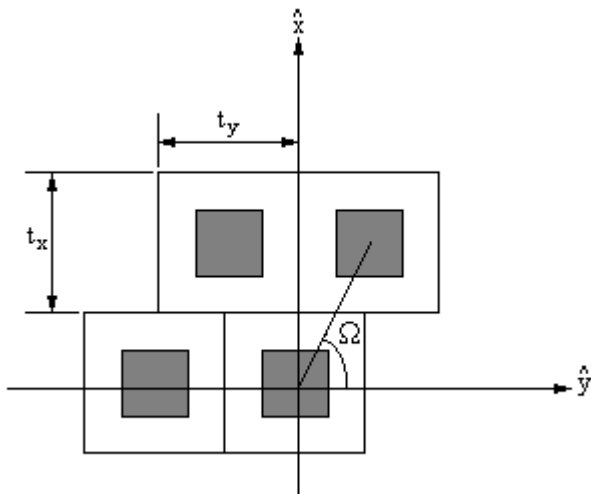


Figura 6.3 – Arranjo periódico de *patches* metálicos defasados entre si, no plano $z = 0$.

6.3 – Dedução da equação do campo magnético

Os campos elétricos e magnéticos espalhados podem ser deduzidos de um vetor potencial magnético, \vec{A} , sendo dados por:

$$\vec{E}^s = -j\omega\mu_0\vec{A} + \frac{1}{j\omega\epsilon_0}\nabla \nabla \cdot \vec{A} \quad (6.20)$$

$$\vec{H}^s = \nabla \times \vec{A} \quad (6.21)$$

em que o sobrescrito *s* denota os campos espalhados.

No presente caso, \vec{A} tem apenas as componentes *x* e *y*, tanto que as Equações (6.20) e (6.21) podem ser reescritas como:

$$\begin{bmatrix} E_x^s \\ E_y^s \end{bmatrix} = \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \begin{bmatrix} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + k_0^2 & \frac{\partial^2}{\partial x\partial y} \\ \frac{\partial^2}{\partial x\partial y} & \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_0^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_x \\ A_y \end{bmatrix} \quad (6.22)$$

$$\begin{bmatrix} H_x^s \\ H_y^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & -\frac{\partial}{\partial z} \\ -\frac{\partial}{\partial z} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_x \\ A_y \end{bmatrix} \quad (6.23)$$

Aplicando-se a transformada de Fourier em (6.22) e (6.23), temos:

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_x^s \\ \tilde{E}_y^s \end{bmatrix} = \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \begin{bmatrix} k_0^2 - \alpha^2 & -\alpha\beta \\ -\alpha\beta & k_0^2 - \beta^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{A}_x \\ \tilde{A}_y \end{bmatrix} \quad (6.24)$$

$$\begin{bmatrix} \tilde{H}_x^s \\ \tilde{H}_y^s \end{bmatrix} = \pm\sqrt{k_0^2 - \alpha^2 - \beta^2} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{A}_x \\ \tilde{A}_y \end{bmatrix} \quad (6.25)$$

O vetor potencial magnético, \vec{A} , pode, facilmente, ser eliminado da Equação (6.24) e (6.25) para produzir o resultado intermediário, que é uma expressão para o campo magnético, em $z = 0$, em termos do campo elétrico sobre as porções das aberturas do anteparo em $z = 0$

$$\begin{bmatrix} \tilde{H}_x^s \\ \tilde{H}_y^s \end{bmatrix} = \mp 1 \frac{1}{2\omega\mu_0} \begin{bmatrix} \frac{k_0^2 - \alpha^2}{\sqrt{k_0^2 - \alpha^2 - \beta^2}} & \frac{-\alpha\beta}{\sqrt{k_0^2 - \alpha^2 - \beta^2}} \\ \frac{-\alpha\beta}{\sqrt{k_0^2 - \alpha^2 - \beta^2}} & \frac{k_0^2 - \beta^2}{\sqrt{k_0^2 - \alpha^2 - \beta^2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 2\tilde{E}_y \\ -2\tilde{E}_x \end{bmatrix} \quad (6.26)$$

Então, definimos uma corrente magnética fictícia como

$$2 \begin{bmatrix} \tilde{M}_x \\ \tilde{M}_y \end{bmatrix} = \pm \begin{bmatrix} 2\tilde{E}_y \\ -2\tilde{E}_x \end{bmatrix} \quad (6.27)$$

Agora, será deduzida a equação do campo magnético para anteparos periódicos. Consideremos o diagrama mostrado na Figura 6.4.

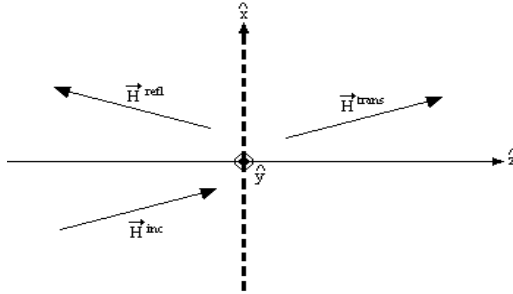


Figura 6.4 – Diagrama para dedução da equação do campo magnético.

Na seqüência, para determinarmos a equação do campo magnético, devemos considerar o problema equivalente espacial pelo lado direito e pelo lado esquerdo. O propósito disto é incluir os efeitos das partes metálicas do anteparo nos campos magnéticos radiados devido às “correntes magnéticas” (campos-E nas aberturas). Isto não foi necessário no caso da equação do campo elétrico porque as correntes elétricas são induzidas no condutor. Neste caso, as “correntes magnéticas” são induzidas nas aberturas entre os condutores. Deste modo, as partes metálicas do anteparo influenciam diretamente na radiação causada pelas “correntes magnéticas”. Considerando-se a equivalência espacial pelo lado esquerdo, mostrada na Figura 6.4, encontra-se o campo magnético total para $z = 0^-$ como sendo

$$\vec{H}_t = 2\vec{H}^{inc} - \frac{1}{2\omega\mu_0} \sum_{m,n} \begin{bmatrix} \frac{k_0^2 - \alpha_m^2}{\sqrt{k_0^2 - \alpha_m^2 - \beta_n^2}} & \frac{-\alpha_m\beta_n}{\sqrt{k_0^2 - \alpha_m^2 - \beta_n^2}} \\ \frac{-\alpha_m\beta_n}{\sqrt{k_0^2 - \alpha_m^2 - \beta_n^2}} & \frac{k_0^2 - \beta_n^2}{\sqrt{k_0^2 - \alpha_m^2 - \beta_n^2}} \end{bmatrix} \left[2\vec{M} \alpha_m, \beta_n \right]_{z=0^-} e^{j(\alpha_m x + \beta_n y)} \quad (6.28)$$

Uma equivalência similar pode ser desenvolvida para se obter o campo magnético total equivalente em $z = 0^+$

$$\vec{H}_t = -\frac{1}{2\omega\mu_0} \sum_{m,n} \begin{bmatrix} \frac{k_0^2 - \alpha_m^2}{\sqrt{k_0^2 - \alpha_m^2 - \beta_n^2}} & \frac{-\alpha_m\beta_n}{\sqrt{k_0^2 - \alpha_m^2 - \beta_n^2}} \\ \frac{-\alpha_m\beta_n}{\sqrt{k_0^2 - \alpha_m^2 - \beta_n^2}} & \frac{k_0^2 - \beta_n^2}{\sqrt{k_0^2 - \alpha_m^2 - \beta_n^2}} \end{bmatrix} \left[2\vec{M} \alpha_m, \beta_n \right]_{z=0^+} e^{j(\alpha_m x + \beta_n y)} \quad (6.29)$$

As Equações (6.28) e (6.29) podem ser igualadas, garantindo-se, desta forma, a continuidade dos campos magnéticos tangenciais através das aberturas. Considerando que, pela continuidade dos campos elétricos tangenciais, tem-se

$$\vec{M} \alpha_m, \beta_n \Big|_{z=0^-} = -\vec{M} \alpha_m, \beta_n \Big|_{z=0^+} \quad (6.30)$$

isto produz a seguinte equação do campo magnético no domínio espectral

$$\vec{H}^{inc}_{x,y} = -\frac{1}{2\omega\mu_0} \sum_{m,n} \begin{bmatrix} \frac{k_0^2 - \alpha_m^2}{\sqrt{k_0^2 - \alpha_m^2 - \beta_n^2}} & \frac{-\alpha_m\beta_n}{\sqrt{k_0^2 - \alpha_m^2 - \beta_n^2}} \\ \frac{-\alpha_m\beta_n}{\sqrt{k_0^2 - \alpha_m^2 - \beta_n^2}} & \frac{k_0^2 - \beta_n^2}{\sqrt{k_0^2 - \alpha_m^2 - \beta_n^2}} \end{bmatrix} \left[2\vec{M} \alpha_m, \beta_n \right] e^{j(\alpha_m x + \beta_n y)} \quad (6.31)$$

Esta equação é válida sobre as regiões das aberturas do anteparo e precisa ser garantida apenas para uma célula unitária do arranjo. As quantidades desconhecidas aqui são os campos elétricos nas aberturas ou as correntes magnéticas.

A equação do campo elétrico é aplicada para as partes metálicas do anteparo e a equação do campo magnético, para as

regiões das aberturas. Apenas uma equação é necessária para uma geometria particular do anteparo.

A escolha de qual equação usar é definida pela conveniência das funções de expansão das correntes e pelo número relativo de tais funções, necessário para uma caracterização precisa das correntes.

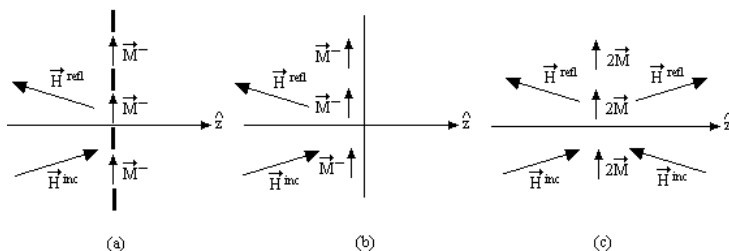


Figura 6.5 – Equivalência espacial do lado esquerdo (LE):

- Problema original do LE com correntes magnéticas nas aberturas do anteparo;
- Problema original transformado para um anteparo condutor no plano $z = 0$;
- Correntes magnéticas e campos através do condutor no plano $z = 0$.

Para estender esta formulação para um arranjo periódico sobre substratos dielétricos, deve-se modificar as equações características, dadas em (6.15) e (6.25), substituindo-se a função diádica de Green, por uma nova função dada para a estrutura considerada. Desta forma, as Equações (6.15) e (6.31) podem ser reescritas como:

$$-\begin{bmatrix} E_x^{inc} \\ E_y^{inc} \end{bmatrix} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \begin{bmatrix} \tilde{Z}_{xx} & \tilde{Z}_{xy} \\ \tilde{Z}_{yx} & \tilde{Z}_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x(\alpha_{mn}, \beta_{mn}) \\ \tilde{J}_y(\alpha_{mn}, \beta_{mn}) \end{bmatrix} e^{j(\alpha_{mn}x + \beta_{mn}y)} \quad (6.32)$$

$$-\begin{bmatrix} H_x^{inc} \\ H_y^{inc} \end{bmatrix} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \begin{bmatrix} \tilde{Y}_{xx} & \tilde{Y}_{xy} \\ \tilde{Y}_{yx} & \tilde{Y}_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{M}_x(\alpha_{mn}, \beta_{mn}) \\ \tilde{M}_y(\alpha_{mn}, \beta_{mn}) \end{bmatrix} e^{j(\alpha_{mn}x + \beta_{mn}y)} \quad (6.33)$$

6.4 – Solução das equações características

Nesta seção, serão discutidas as soluções das equações que determinam as características das FSS apresentadas na seção anterior, usando-se o método dos momentos [5].

Como um primeiro passo, reescrevemos a Equação (6.32) em uma forma simbólica

$$\vec{L} * \vec{u} = \vec{g} \quad (6.34)$$

em que \vec{u} representa as correntes induzidas desconhecidas (\vec{J}); \vec{g} corresponde aos campos incidentes conhecidos (\vec{E}^{inc}), \vec{L} é o operador que relaciona o termo desconhecido \vec{u} e os campos incidentes e o símbolo * representa uma operação de convolução. Através do método dos momentos, podemos expressar o termo desconhecido \vec{u} em função de um conjunto de funções de base, \vec{f}_i , como

$$\vec{u} = \sum_i \vec{c}_i \vec{f}_i \quad (6.35)$$

em que \vec{c}_i são os coeficientes peso desconhecidos a serem determinados. Substituindo-se (6.35) em (6.34) e escolhendo-se as funções teste iguais às funções de base [4], a Equação (6.34) pode ser reescrita na forma matricial como

$$\left\langle \vec{f}_j, \sum_i \vec{c}_i \vec{L} * \vec{f}_i \right\rangle = \left\langle \vec{f}_j, \vec{g} \right\rangle \quad j = 1, 2, \dots \quad (6.36)$$

O produto escalar $\langle a, b \rangle$ é definido como

$$\langle a, b \rangle = \int_{superfície} a * b dS \quad (6.37)$$

A eficiência com a qual a solução da Equação (6.36) pode ser obtida, com uma precisão desejada, depende criticamente da escolha adequada das funções de base.

As funções de base devem representar o comportamento físico das densidades de corrente no anteparo. Em geral, há dois grupos de funções de base para representar as funções desconhecidas, no método dos momentos, que são as funções de base de domínio inteiro [2] e as de subdomínio [5].

Usando-se um grupo de funções de base e de teste adequadas na Equação (6.32), obtém-se para os coeficientes desconhecidos, \vec{c}_i , a seguinte equação matricial

$$-\begin{bmatrix} \int J_{xj}^* E_x^{inc} dS \\ \int J_{yj}^* E_y^{inc} dS \end{bmatrix} = \sum_j \sum_m \sum_n \begin{bmatrix} \tilde{J}_{xj}^* & 0 \\ 0 & \tilde{J}_{yj}^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{Z}_{xx} & \tilde{Z}_{xy} \\ \tilde{Z}_{yx} & \tilde{Z}_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_{xj} & 0 \\ 0 & \tilde{J}_{yj} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{xj} \\ c_{yj} \end{bmatrix} \quad (6.38)$$

em que $j = 1, 2, \dots$

Para determinação precisa dos coeficientes c_{xj} e c_{yj} , é necessário escolher um grupo de funções de base adequado. Vamos considerar três geometrias diferentes de *patches*: o dipolo fino, o *patch* retangular e o dipolo cruzado. As funções de base para o dipolo fino e o *patch* retangular foram listadas por Mittra em [2]. As funções de base utilizadas para o dipolo cruzado foram listadas por Tsao em [6]. As geometrias consideradas e os grupos de funções de base são mostrados a seguir.

Dipolo fino

Funções de base:

$$J_y = \text{sen} \left[\frac{p\pi}{L} \left(y + \frac{L}{2} \right) \right] P_x \quad 0, w \quad P_y \quad 0, L \quad (6.39)$$

$$J_x = 0 \quad (6.40)$$

em que $p = 1, 2, \dots$ e

$$P_x(x_0, w) = \begin{cases} 1, & |x - x_0| \leq \frac{w}{2} \\ 0, & \text{de outro modo} \end{cases} \quad (6.41)$$

$$P_y(y_0, L) = \begin{cases} 1, & |y - y_0| \leq \frac{L}{2} \\ 0, & \text{de outro modo} \end{cases} \quad (6.42)$$

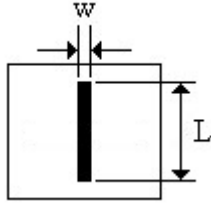


Figura 6.6 – Geometria do dipolo fino.

Dipolo cruzado

Funções de base:

$$J_x = \left\{ \text{sen} \left[\frac{p\pi}{L} \left(x + \frac{L}{2} \right) \right] + \text{sgn } x \cos \left(\frac{\pi}{L} x \right) \right\} P_x \quad 0, L \quad P_y \quad 0, w \quad (6.43)$$

$$J_y = \left\{ \text{sen} \left[\frac{p\pi}{L} \left(y + \frac{L}{2} \right) \right] - \text{sgn } y \cos \left(\frac{\pi}{L} y \right) \right\} P_x \quad 0, w \quad P_y \quad 0, L \quad (6.44)$$

em que

$$\text{sgn}(x) = \begin{cases} 1, & \text{se } x \geq 0 \\ -1, & \text{se } x < 0 \end{cases}. \quad (6.45)$$

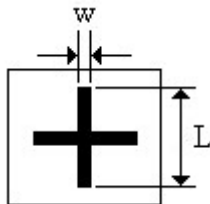


Figura 6.7 – Geometria do dipolo cruzado.

Patch retangular

Funções de base:

$$J_{xpq} \ x, y = \text{sen} \left[\frac{q\pi}{W} \left(x + \frac{W}{2} \right) \right] \frac{T_q \ 2y/L}{\left[1 - 2y/L^2 \right]^{1/2}} \quad (6.46)$$

$$J_{yrs} \ x, y = \text{sen} \left[\frac{s\pi}{L} \left(y + \frac{L}{2} \right) \right] \frac{T_r \ 2x/W}{\left[1 - 2x/W^2 \right]^{1/2}} \quad (6.47)$$

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

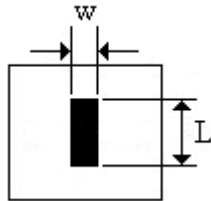


Figura 6.8 – Geometria do *patch* retangular.

6.5 – Referências

- [1] C. Scott, *The spectral domain method in electromagnetics*, Artech House, Londres, Inglaterra, 1989.
- [2] T. K. Wu, “*Frequency selective surface and grid array*”, John Wiley & Sons, Nova York, E.U.A., 1995.
- [3] D. S. Weile and E. Michielssen, “Analysis of frequency selective surfaces through the blazing onset using Krylov model order reduction and Woodbury singularity extraction”, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, **49** (10), 1470 – 1478 (2001).
- [4] T. Itoh e R. Mittra, “Spectral domain approach for calculating the dispersion characteristics of microstriplines”, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **21**, 496-499 (1973).
- [5] C. H. Chan e R. Mittra, “On the analysis of frequency selective surfaces using subdomain basis functions”, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, **38** (1), 40 – 50 (1990).
- [6] C. H. Tsao and R. Mittra, “Spectral-domain analysis of frequency selective surfaces comprised of periodic arrays cross dipoles and Jerusalem crosses”, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, **32** (5), 478 – 486 (1984).

FUNÇÃO DIÁDICA DE GREEN

7.1 – Introdução

Para determinarmos os coeficientes peso da Equação (5.35) é necessário conhecer as componentes da função diádica de Green, que relacionam os campos incidentes com as densidades de corrente superficiais. Isto será feito, por intermédio do Método da Linha de Transmissão Equivalente, que foi desenvolvido por Mittra e Itoh [1]. Este método transforma a estrutura em uma linha de transmissão equivalente e soluciona o problema usando a teoria de linhas de transmissão. O método permite, ainda, o desacoplamento dos modos TE e TM em relação à direção z , simplificando a obtenção da função diádica de Green.

7.2 – Anisotropia dielétrica

Até então, o estudo da anisotropia em superfícies seletivas em frequência, havia sido considerado em apenas um trabalho anterior [2]. A consideração de materiais anisotrópicos na análise de FSS é de grande importância, pois os substratos anisotrópicos podem afetar o desempenho das FSS e, desta forma, a caracterização e o projeto devem levar em conta este efeito. Além disso, os materiais anisotrópicos podem ter valores da tangente de perdas menores do que os dos materiais isotrópicos [3] – [7].

A anisotropia dielétrica se caracteriza pelo fato do material apresentar uma permissividade elétrica na forma tensorial. Quando o material é considerado sem perdas, e com os eixos ópticos orientados ao longo dos eixos principais do sistema de coordenadas, x , y e z , tem-se [2], [7]

$$\varepsilon_{ij}=0 \text{ para } i \neq j \quad (7.1)$$

e, conseqüentemente

$$\bar{\bar{\epsilon}} = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad (7.2)$$

Se ϵ_{xx} , ϵ_{yy} e ϵ_{zz} forem diferentes entre si, o cristal é denominado de anisotrópico biaxial. Se dois desses elementos forem iguais, o cristal é denominado de anisotrópico uniaxial.

No caso de anisotropia uniaxial, o eixo de simetria, ou eixo óptico, é aquele para o qual o elemento da matriz é diferente dos outros dois.

Para o caso do eixo óptico ser orientado na direção perpendicular ao plano do *patches* (i.e. direção z, na Figura 7.1), temos

$$\bar{\bar{\epsilon}} = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad (7.3)$$

7.3 – Método da linha de transmissão equivalente

Como citado anteriormente, para determinarmos os coeficientes peso e, conseqüentemente, os campos espalhados, devemos, como um primeiro passo, deduzir as componentes da função diádica de Green.

Usando-se o método da imitância no domínio espectral [8], temos

$$\vec{H}^s = \nabla \times \vec{A} \quad (7.4)$$

Das Equações (7.4) e (3.1) temos que:

$$H_z^s = \frac{\partial}{\partial x} A_y - \frac{\partial}{\partial y} A_x \quad (7.5)$$

$$E_z^s = \frac{1}{j\omega\epsilon} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial}{\partial x} A_x + \frac{\partial}{\partial y} A_y \right) \quad (7.6)$$

No domínio da transformada de Fourier, (7.5) e (7.6) aproximam-se por:

$$\tilde{H}_z^s \propto \frac{-\alpha}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} \tilde{J}_y + \frac{\beta}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} \tilde{J}_x \quad (7.7)$$

$$\tilde{E}_z^s \propto \frac{\alpha}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} \tilde{J}_x + \frac{\beta}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} \tilde{J}_y \quad (7.8)$$

em que os subscritos em α e β foram omitidos por conveniência.

Temos que a onda plana se propaga numa direção θ , em relação ao eixo x . Transformando o sistema de coordenadas (x, y) em um novo sistema de coordenadas (u, v) , obtém-se um novo sistema, tal que o eixo v é definido ao longo da direção de propagação da onda plana e o eixo u é transversal aos eixos v e z , como mostra a Figura 7.1 [9]. Desta forma, temos

$$\begin{bmatrix} u \\ v \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} \quad (7.9)$$

em que

$$\cos \theta = \frac{\alpha}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} \quad (7.10)$$

$$\sin \theta = \frac{\beta}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} \quad (7.11)$$

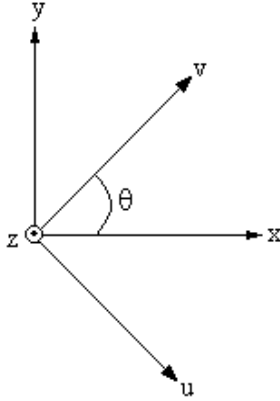


Figura 7.1 – Mudança do sistema de coordenadas (x,y,z) para o sistema (u,v,z) .

A transformada de Fourier da densidade superficial de corrente induzida é dada por

$$\tilde{\mathbf{J}} = \hat{x} \tilde{J}_x + \hat{y} \tilde{J}_y = \hat{u} \tilde{J}_u + \hat{v} \tilde{J}_v \quad (7.12)$$

Das Equações (7.7) e (7.12), a componente v da corrente espectral produz

$$\tilde{H}_z^s \propto \frac{-\alpha}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} \tilde{J}_v \text{sen} \theta + \frac{\beta}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} \tilde{J}_v \text{cos} \theta = 0 \quad (7.13)$$

Similarmente, das Equações (7.8) e (7.12), a componente, u da corrente espectral produz

$$\tilde{E}_z^s \propto \frac{\alpha}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} \tilde{J}_u \text{sen} \theta - \frac{\beta}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} \tilde{J}_u \text{cos} \theta = 0 \quad (7.14)$$

Das Aproximações (7.13) e (7.14), podemos notar que a componente u da corrente gera os campos TE e a componente v , gera os campos TM. Após a decomposição dos campos TE e TM, no domínio espectral, usamos o modelo da linha de

transmissão equivalente para determinarmos a função diádica de Green que relaciona os campos espalhados e as correntes superficiais induzidas [9], para as componentes, u e v , separadamente.

Para os modos TE, os campos espalhados são dados por

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_u^s \\ \tilde{E}_v^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{Z}^{TE} & 0 \\ 0 & \tilde{Z}^{TM} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_u \\ \tilde{J}_v \end{bmatrix} \quad (7.15)$$

Retornando-se ao sistema de coordenadas (x, y, z) , a Equação (7.15) pode ser reescrita como

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_x^s \\ \tilde{E}_y^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{Z}^{TE} \sin^2 \theta + \tilde{Z}^{TM} \cos^2 \theta & \tilde{Z}^{TM} - \tilde{Z}^{TE} \cos \theta \sin \theta \\ \tilde{Z}^{TM} - \tilde{Z}^{TE} \cos \theta \sin \theta & \tilde{Z}^{TM} \sin^2 \theta + \tilde{Z}^{TE} \cos^2 \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix} \quad (7.16)$$

ou

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_x^s \\ \tilde{E}_y^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{Z}_{xx} & \tilde{Z}_{xy} \\ \tilde{Z}_{yx} & \tilde{Z}_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix} \quad (7.17)$$

em que

$$\tilde{Z}_{xx} = \frac{1}{\alpha^2 + \beta^2} \left[\alpha^2 \tilde{Z}^{TM} + \beta^2 \tilde{Z}^{TE} \right] \quad (7.18)$$

$$\tilde{Z}_{xy} = \tilde{Z}_{yx} = \frac{\alpha\beta}{\alpha^2 + \beta^2} \left[\tilde{Z}^{TM} - \tilde{Z}^{TE} \right] \quad (7.19)$$

$$\tilde{Z}_{yy} = \frac{1}{\alpha^2 + \beta^2} \left[\beta^2 \tilde{Z}^{TM} + \alpha^2 \tilde{Z}^{TE} \right] \quad (7.20)$$

7.4 – Determinação das impedâncias equivalentes ($\tilde{Z}^{TM,TE}$)

Como podemos observar na Equação (7.17), os campos espalhados podem ser calculados por meio da função diádica de Green. Estes campos são calculados no topo e na base da estrutura. As componentes da função diádica de Green são determinadas a partir das impedâncias equivalentes ($\tilde{Z}^{TM,TE}$) obtidas do circuito equivalente para os modos TM e TE, respectivamente. A admitância de entrada do circuito pode ser obtida por meio do uso da equação da linha de transmissão, dada por

$$Y_{in} = Y_0 \frac{Y_0 + Y_L \coth(\gamma t)}{Y_L + Y_0 \coth(\gamma t)} \quad (7.21)$$

em que Y_0 é a admitância característica do meio.

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

$$\tilde{Z}^{TM,TE} = \frac{1}{Y_+^{e,h} + Y_-^{e,h}} \quad (7.22)$$

em que Y_+ e Y_- , representam as admitâncias de entrada olhando para cima e para baixo a partir da fonte de corrente, respectivamente. O sobrescrito e corresponde aos modos TM, enquanto o sobrescrito h corresponde aos modos TE. Por outro lado, quando os campos espalhados são calculados a uma distância h , da fonte de corrente, como mostra a Figura 7.2, faz-se necessária uma modificação na Equação (7.22). Na Figura 7.2, Y_L é a admitância de entrada olhando para baixo a partir da base da estrutura. Para transferir a impedância para a distância t , é necessário multiplicar a equação (7.22) por uma admitância de transferência dada por:

$$Y_{Transf.} = \frac{Y_0}{Y_0 \cos \gamma t + Y_L \sin \gamma t} \cdot \quad (7.23)$$

Desta forma, a Equação (7.22) torna-se

$$\tilde{Z}^{TM,TE} = \frac{1}{Y_+^{e,h} + Y_-^{e,h}} Y_{Transf}^{e,h} \quad (7.24)$$

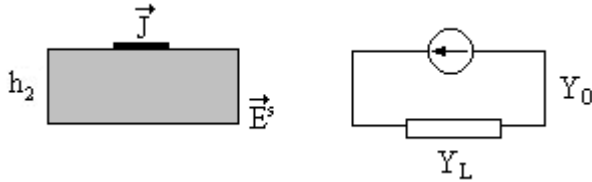


Figura 7.2 – Relação entre a corrente e o campo espalhado para posições diferentes em z .

A partir de agora, serão deduzidas as funções diádicas de Green para a estrutura considerada, utilizando elementos do tipo *patch* condutor. A estrutura pode ser vista na Figura 7.3.

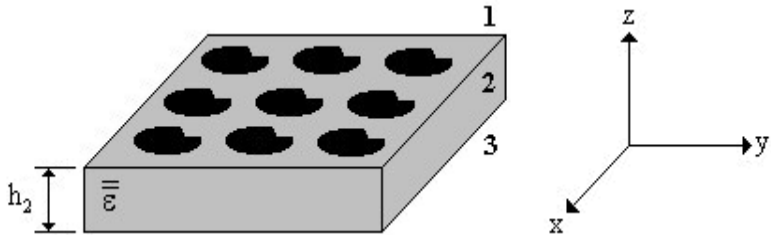


Figura 7.3 – Estrutura considerada na análise.

Para a estrutura da Figura 7.3 e considerando o caso anisotrópico uniaxial (com eixo óptico na direção z), as admitâncias características no i -ésimo meio são dadas por:

$$Y_{0i}^{TE} = \frac{\gamma_{hi}}{j\omega\mu_o} \quad (7.25)$$

$$Y_{0i}^{TM} = \frac{j\omega\epsilon_o\epsilon_{xxi}}{\gamma_{ei}} \quad (7.26)$$

Considerando a estrutura da Figura 7.3(a), temos:

$$\gamma_{e,h1} = \gamma_{e,h3} = \gamma_o \quad (7.27)$$

$$\gamma_{e,h2} = \gamma_{e,h} \quad (7.28)$$

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = \varepsilon_0 \quad (7.29)$$

$$\varepsilon_2 = \bar{\bar{\varepsilon}} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix} \varepsilon_0 \quad (7.30)$$

$$\gamma_e = \sqrt{\frac{\varepsilon_{xx}}{\varepsilon_{zz}} \alpha_{mn}^2 + \beta_{mn}^2 - \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_{zz}} \quad (7.31)$$

$$\gamma_h = \sqrt{\alpha_{mn}^2 + \beta_{mn}^2 - \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_{xx}} \quad (7.32)$$

A Figura 7.4(a) ilustra a vista frontal da estrutura analisada e a Figura 7.4(b) o circuito equivalente para os modos TM e TE. Resolvendo esse circuito, temos que os campos espalhados no topo da estrutura são dados por

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_{x1}^s \\ \tilde{E}_{y1}^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{Z}_{xx1} & \tilde{Z}_{xy1} \\ \tilde{Z}_{yx1} & \tilde{Z}_{yy1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix} \quad (7.33)$$

em que,

$$\tilde{Z}_{xx1} = \frac{1}{\alpha^2 + \beta^2} \left[\alpha^2 \tilde{Z}_1^{TM} + \beta^2 \tilde{Z}_1^{TE} \right] \quad (7.34)$$

$$\tilde{Z}_{xy1} = \tilde{Z}_{yx1} = \frac{\alpha\beta}{\alpha^2 + \beta^2} \left[\tilde{Z}_1^{TM} - \tilde{Z}_1^{TE} \right] \quad (7.35)$$

$$\tilde{Z}_{yy1} = \frac{1}{\alpha^2 + \beta^2} \left[\beta^2 \tilde{Z}_1^{TM} + \alpha^2 \tilde{Z}_1^{TE} \right] \quad (7.36)$$

e

$$\tilde{Z}_1^{TM,TE} = \frac{1}{Y_+^{e,h} + Y_-^{e,h}} \quad (7.37)$$

$$Y_+^e = Y_{01}^{TM} \quad (7.38)$$

$$Y_+^h = Y_{01}^{TE} \quad (7.39)$$

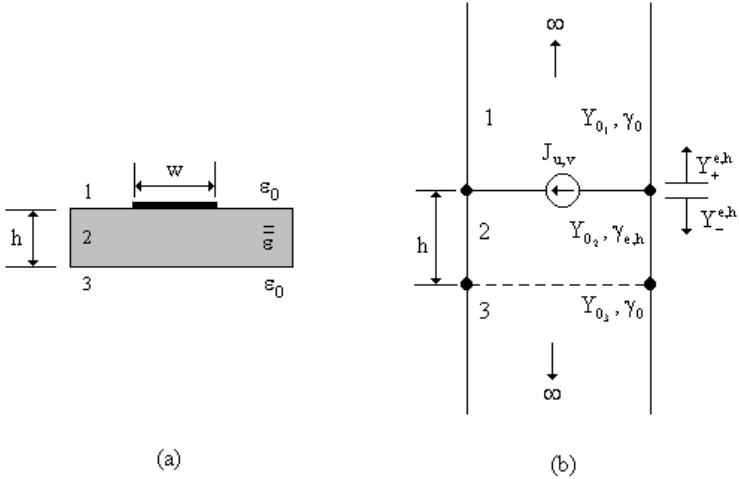


Figura 7.4 – Estudo de uma FSS (*patches* condutores sobre uma camada dielétrica anisotrópica): (a) – Seção transversal e (b) – Circuito equivalente para os modos TM e TE.

Da equação da linha de transmissão equivalente, dada em (7.21), obtemos

$$Y_-^e = Y_{02}^{TM} \frac{Y_{02}^{TM} + Y_{03}^{TM} \coth \gamma_e h_2}{Y_{03}^{TM} + Y_{02}^{TM} \coth \gamma_e h_2} \quad (7.40)$$

Substituindo-se (7.38) e (7.40) em (7.37), obtemos

$$\tilde{Z}_1^{TM} = \frac{\gamma_0 \gamma_e [\gamma_e + \epsilon_{xx} \gamma_0 \coth \gamma_e h_2]}{j\omega \epsilon_0 [\epsilon_{xx}^2 \gamma_0^2 + \gamma_e^2 + 2\epsilon_{xx} \gamma_0 \gamma_e \coth \gamma_e h_2]} \quad (7.41)$$

Para os modos TE, temos

$$Y_-^h = Y_{02}^{TE} \frac{Y_{02}^{TE} + Y_{03}^{TE} \coth \gamma_h h_2}{Y_{03}^{TE} + Y_{02}^{TE} \coth \gamma_h h_2} \quad (7.42)$$

Substituindo-se (7.39) e (7.42) em (7.37), obtemos

$$\tilde{Z}_1^{TE} = \frac{j\omega\mu_0 \left[\gamma_0 + \gamma_h \coth \gamma_h h_2 \right]}{\gamma_h^2 + 2\gamma_0\gamma_h \coth \gamma_h h_2 + \gamma_0^2} \quad (7.43)$$

Os campos espalhados na base da estrutura são dados por

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_{x2}^s \\ \tilde{E}_{y2}^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{Z}_{xx2} & \tilde{Z}_{xy2} \\ \tilde{Z}_{yx2} & \tilde{Z}_{yy2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix} \quad (7.44)$$

em que

$$\tilde{Z}_{xx2} = \frac{1}{\alpha^2 + \beta^2} \left[\alpha^2 \tilde{Z}_2^{TM} + \beta^2 \tilde{Z}_2^{TE} \right] \quad (7.45)$$

$$\tilde{Z}_{xy2} = \tilde{Z}_{yx2} = \frac{\alpha\beta}{\alpha^2 + \beta^2} \left[\tilde{Z}_2^{TM} - \tilde{Z}_2^{TE} \right] \quad (7.46)$$

$$\tilde{Z}_{yy2} = \frac{1}{\alpha^2 + \beta^2} \left[\beta^2 \tilde{Z}_2^{TM} + \alpha^2 \tilde{Z}_2^{TE} \right] \quad (7.47)$$

$$\tilde{Z}_2^{TM,TE} = \frac{1}{Y_+^{e,h} + Y_-^{e,h}} Y_{Transf}^{e,h} \quad (7.48)$$

Observamos que a admitância de transferência é dada pela Equação (7.23) e, para a estrutura da Figura 7.4(a), as admitâncias de transferência para os modos TE e TM são

$$Y_{Transf.}^{e,h} = \frac{Y_{02}}{Y_{02} \cos(\gamma_{e,h} h_2) + Y_{03} \sen(\gamma_{e,h} h_2)} \quad (7.49)$$

As admitâncias Y_+^e, Y_+^h, Y_-^e e Y_-^h são dadas pelas Equações (7.38) a (7.40) e (7.42) respectivamente. As admitâncias dos meio 2 e 3 são dadas pelas Equações (7.25) e (7.36) respectivamente.

7.5 – Referências Bibliográficas

- [1] T. Itoh, "Spectral domain imittance approach for dispersion characteristics of generalized printed transmission lines", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, **28**, 733 – 736 (1980).
- [2] A. L. P. S. Campos, "Superfícies seletivas de frequência sobre substratos dielétricos anisotrópicos uniaxiais", Dissertação de Mestrado, DEE – CT – UFRN, Natal, RN, Brasil, 1999.
- [3] D. M. Pozar, "Radiation and scattering from a microstrip patch on a uniaxial substrate", *IEEE Transactions on Antennas and Propagations*. **35** (6), 613 – 621 (1987).
- [4] J. R. S. Oliveira, "Antenas de microfita sobre substratos dielétricos anisotrópicos e ferrimagnéticos magnetizados", Tese de Doutorado, DEE – CCT – UFPB, 1996.
- [5] N. G. Alexópoulos, "Integrated-circuit structures on anisotropic substrates", *IEEE Transactions on Microwaves Theory and Technology*, **33** (10), 847 – 856 (1985).
- [6] H. Y. Yang e N. G. Alexópoulos, "Uniaxial and biaxial substrate effects on finline characteristics", *IEEE Transactions on Antennas and Propagations*, **35** (1), 24 – 29 (1987).
- [7] A. L. P. S. Campos, A. G. d'Assunção e L. M. Mendonça, "Analysis of frequency selective surfaces on anisotropic substrates"; Anais do 1999 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference, Rio de Janeiro, RJ, Brasil, 1999, 173-176.
- [8] R. Mittra, C. H. Chan, and T. Cwik, "Techniques for analyzing frequency selective surfaces – a review", *IEEE Proceedings*, **76** (12), 1593 – 1615 (1988).
- [9] T. K. Wu, "*Frequency selective surface and grid array*", Jonh Wiley & Sons, Nova York, E.U.A., 1995.

DEDUÇÃO DOS CAMPOS

8.1 – Introdução

Neste Capítulo, serão deduzidos os campos incidentes para a superfícies seletivas em freqüência mostrada na Figura 8.1. A dedução dos campos incidentes é mais um passo necessário para se determinar as características de espalhamento de FSS.

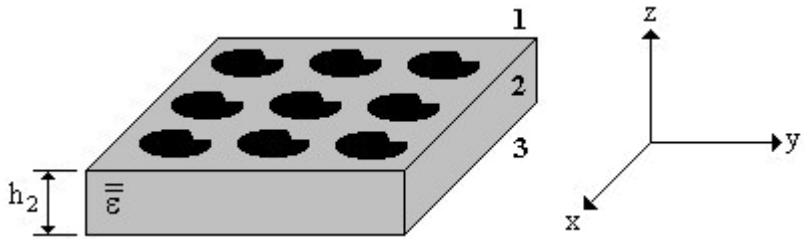


Figura 8.1 – Estrutura analisada.

Uma configuração geral é apresentada na Figura 8.2. O potencial em cada região é definido como [1]:

$$\Psi_0^{TE, TM} = e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} e^{\gamma_0 z} + R e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} e^{-\gamma_0 z} \quad (8.1)$$

$$\Psi_1^{TE, TM} = e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} C_{11} \cosh(\gamma_1 z) + C_{12} \sinh(\gamma_1 z) \quad (8.2)$$

⋮

$$\Psi_M^{TE, TM} = e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} C_{M1} \cosh(\gamma_M z) + C_{M2} \sinh(\gamma_M z) \quad (8.3)$$

$$\Psi_{M+1}^{TE, TM} = T e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} e^{\gamma_0 z} \quad (8.4)$$

em que α_0 e β_0 foram definidos anteriormente e R , C_{11} , C_{12} , ... C_{M1} , C_{M2} e T são os coeficientes a serem determinados.

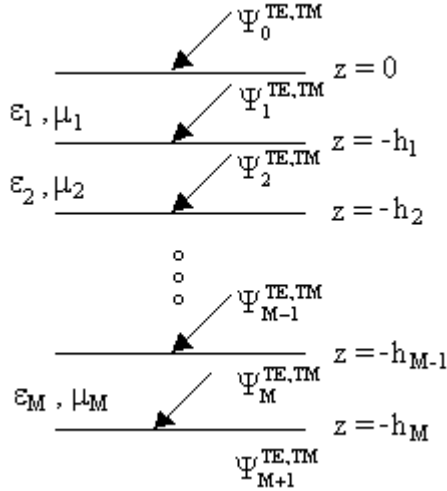


Figura 8.2 – Potenciais incidentes.

Para garantirmos as condições de continuidade dos campos tangenciais incidentes elétricos e magnéticos nas interfaces dielétricas, serão usadas as seguintes equações:

Modos TE:

$$E_x^i = -\frac{\partial \Psi_{i-1}^{TE}}{\partial y} \quad (8.5)$$

$$E_y^i = \frac{\partial \Psi_{i-1}^{TE}}{\partial x} \quad (8.6)$$

$$H_x^i = \frac{1}{j\omega\mu_0} \frac{\partial^2 \Psi_{i-1}^{TE}}{\partial x \partial z} \quad (8.7)$$

$$H_y^i = \frac{1}{j\omega\mu_0} \frac{\partial^2 \Psi_{i-1}^{TE}}{\partial y \partial z} \quad (8.8)$$

Modos TM:

$$E_x^i = \frac{1}{j\omega\varepsilon_{xxi}\varepsilon_0} \frac{\partial^2 \Psi_{i-1}^{TM}}{\partial x \partial z} \quad (8.9)$$

$$E_y^i = \frac{1}{j\omega\varepsilon_{xxi}\varepsilon_0} \frac{\partial^2 \Psi_{i-1}^{TM}}{\partial y \partial z} \quad (8.10)$$

$$H_x^i = \frac{\partial \Psi_{i-1}^{TE}}{\partial y} \quad (8.11)$$

$$H_y^i = -\frac{\partial \Psi_{i-1}^{TE}}{\partial x} \quad (8.12)$$

8.2 – Dedução dos campos incidentes

Para a estrutura da Figura 8.3, os potenciais incidentes são dados por:

$$\Psi_0^{TE, TM} = e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} e^{\gamma_0 z} + R e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} e^{-\gamma_0 z} \quad (8.13)$$

$$\Psi_1^{TE, TM} = e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} C_{11} \cosh(\gamma_{h,e} z) + C_{12} \sinh(\gamma_{h,e} z) \quad (8.14)$$

$$\Psi_2^{TE, TM} = T e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} e^{\gamma_0 z} \quad (8.15)$$

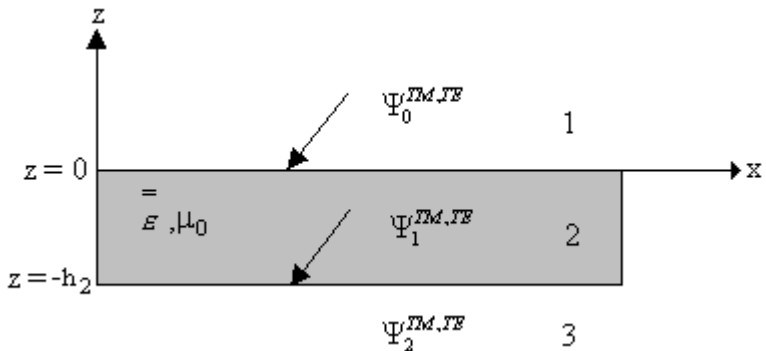


Figura 8.3 – Potenciais incidentes no *patch* condutor sobre uma camada dielétrica anisotrópica.

Para se determinarmos os campos incidentes é necessária a obtenção dos coeficientes desconhecidos R , C_{11} , C_{12} e T . A partir das equações (8.5) a (8.8), em conjunto com os potenciais incidentes, dados pelas equações (8.9) a (8.11), e impondo-se as condições de continuidade dos campos, estes coeficientes desconhecidos são determinados e, com isso, os campos incidentes.

Referindo-se à Figura 8.3, temos para os modos TE:

Para $z = 0$:

$$E_x^1 = -\frac{\partial \Psi_0^{TE}}{\partial y} = -j\beta_0 [1 + R] e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} \quad (8.16)$$

$$E_x^2 = -\frac{\partial \Psi_1^{TE}}{\partial y} = -j\beta_0 C_{11} e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} \quad (8.17)$$

Para $z = -h_2$:

$$E_x^2 = -j\beta_0 [C_{11} \cosh \gamma_h h_2 - C_{12} \sinh \gamma_h h_2] e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} \quad (8.18)$$

$$E_x^3 = -\frac{\partial \Psi_2^{TE}}{\partial y} = -j\beta_0 T e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} e^{-\gamma_0 h_2} \quad (8.19)$$

Em relação ao campo magnético, temos:

Para $z = 0$:

$$H_x^1 = \frac{1}{j\omega\mu_0} \frac{\partial^2 \Psi_0^{TE}}{\partial x \partial z} = \frac{\alpha_0 \gamma_0}{\omega\mu_0} e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} [1 - R] \quad (8.20)$$

$$H_x^2 = \frac{1}{j\omega\mu_0} \frac{\partial^2 \Psi_1^{TE}}{\partial x \partial z} = \frac{\alpha_0 \gamma_h}{\omega\mu_0} e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} C_{12} \quad (8.21)$$

Para $z = -h_2$:

$$H_x^2 = \frac{\alpha_0 \gamma_h}{\omega\mu_0} e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} [-C_{11} \sinh \gamma_h h_2 + C_{12} \cosh \gamma_h h_2] \quad (8.21)$$

$$H_x^3 = \frac{1}{j\omega\mu_0} \frac{\partial^2 \Psi_2^{TE}}{\partial x \partial z} = \frac{\alpha_0 \gamma_0}{\omega\mu_0} T e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} e^{-\gamma_0 h_2} \quad (8.22)$$

Aplicando as condições de continuidade dos campos incidentes, obtemos:

Para $z = 0$:

$$E_x^1 = E_x^2 \Rightarrow C_{11} = 1 + R \quad (8.23)$$

$$H_x^1 = H_x^2 \Rightarrow C_{12} = 1 - R \frac{\gamma_0}{\gamma_h} \quad (8.24)$$

Para $z = -h_2$:

$$E_x^2 = E_x^3 \Rightarrow T = [C_{11} \cosh \gamma_h h_2 - C_{12} \sinh \gamma_h h_2] e^{\gamma_0 h_2} \quad (8.25)$$

$$H_x^2 = H_x^3 \Rightarrow T = \frac{\gamma_h}{\gamma_0} [C_{12} \cosh \gamma_h h_2 - C_{11} \sinh \gamma_h h_2] e^{\gamma_0 h_2} \quad (8.26)$$

Substituindo (8.25) em (8.26), obtemos

$$C_{11} \left[\cosh \gamma_h h_2 + \frac{\gamma_h}{\gamma_0} \sinh \gamma_h h_2 \right] = C_{12} \left[\sinh \gamma_h h_2 + \frac{\gamma_h}{\gamma_0} \cosh \gamma_h h_2 \right] \quad (8.27)$$

Substituindo (8.23) e (8.24) em (8.27), obtemos

$$1 + R \left[\cosh \gamma_h h_2 + \frac{\gamma_h}{\gamma_0} \sinh \gamma_h h_2 \right] = \frac{\gamma_0}{\gamma_h} 1 - R \left[\sinh \gamma_h h_2 + \frac{\gamma_h}{\gamma_0} \cosh \gamma_h h_2 \right] \quad (8.28)$$

A solução da Equação (8.28) resulta em

$$R = \frac{\gamma_0^2 - \gamma_h^2}{\gamma_0^2 + \gamma_h^2 + 2\gamma_0 \gamma_h \coth \gamma_h h_2} \quad (8.29)$$

A substituição da Equação (8.29) nas Equações (8.23) e (8.24), resulta nas seguintes equações para os coeficientes C_{11} e C_{12} :

$$C_{11} = 2\gamma_0 \frac{\gamma_0 + \gamma_h \coth \gamma_h h_2}{\gamma_0^2 + \gamma_h^2 + 2\gamma_0 \gamma_h \coth \gamma_h h_2} \quad (8.30)$$

$$C_{12} = 2\gamma_0 \frac{\gamma_h + \gamma_0 \coth \gamma_h h_2}{\gamma_0^2 + \gamma_h^2 + 2\gamma_0 \gamma_h \coth \gamma_h h_2} \quad (8.31)$$

Substituindo as Equações (8.30) e (8.31) em (8.25), obtemos

$$T = \frac{2\gamma_0 \gamma_h / \sinh \gamma_h h_2}{\gamma_0^2 + \gamma_h^2 + 2\gamma_0 \gamma_h \coth \gamma_h h_2} e^{\gamma_0 h_2} \quad (8.32)$$

Conhecendo as expressões dos coeficientes R , C_{11} , C_{12} e T , os campos incidentes podem ser facilmente determinados no topo ($z = 0$) da estrutura. Substituindo os potenciais incidentes nas Equações (8.5) a (8.6), os seguintes campos incidentes, para os modos TE, são obtidos:

Para $z = 0$:

$$E_x^{inc} = -j2\beta_0 \gamma_0 \frac{\gamma_0 + \gamma_h \coth \gamma_h h_2}{\gamma_0^2 + \gamma_h^2 + 2\gamma_0 \gamma_h \coth \gamma_h h_2} e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} \quad (8.33)$$

$$E_y^{inc} = j2\alpha_0 \gamma_0 \frac{\gamma_0 + \gamma_h \coth \gamma_h h_2}{\gamma_0^2 + \gamma_h^2 + 2\gamma_0 \gamma_h \coth \gamma_h h_2} e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} \quad (8.34)$$

De maneira análoga, serão deduzidas as equações para os campos incidentes dos modos TM. A partir das Equações (8.8) e (8.9) e garantindo-se as condições de continuidade dos campos incidentes, serão determinados os coeficientes R , C_{11} , C_{12} e T para os modos TM e, conseqüentemente, os campos incidentes para estes modos.

Referindo-se à Figura 8.3, temos:

Para $z = 0$:

$$E_x^1 = \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \frac{\partial^2 \Psi_0^{TM}}{\partial x \partial z} = \frac{\alpha_0 \gamma_0}{\omega\epsilon_0} (1 - R) e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} \quad (8.35)$$

$$E_x^2 = \frac{1}{j\omega\varepsilon_0\varepsilon_{xx}} \frac{\partial^2 \Psi_1^{TM}}{\partial x \partial z} = \frac{\alpha_0 \gamma_e}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_{xx}} C_{12} e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y}. \quad (8.36)$$

Para $z = -h_2$:

$$E_x^2 = \frac{\alpha_0 \gamma_e}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_{xx}} [C_{12} \cosh \gamma_e h_2 - C_{11} \sinh \gamma_e h_2] e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} \quad (8.37)$$

$$E_x^3 = \frac{1}{j\omega\varepsilon_0} \frac{\partial^2 \Psi_2^{TM}}{\partial x \partial z} = \frac{\alpha_0 \gamma_0}{\omega\varepsilon_0} T e^{-\gamma_0 h_2} e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} \quad (8.38)$$

Em relação ao campo magnético, temos:

Para $z = 0$:

$$H_x^1 = \frac{\partial \Psi_0^{TM}}{\partial y} = j\beta_0 (1+R) e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} \quad (8.39)$$

$$H_x^2 = \frac{\partial \Psi_1^{TM}}{\partial y} = j\beta_0 C_{11} e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} \quad (8.40)$$

Para $z = -h_2$:

$$H_x^2 = j\beta_0 [C_{11} \cosh \gamma_e h_2 - C_{12} \sinh \gamma_e h_2] e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} \quad (8.41)$$

$$H_x^3 = \frac{\partial \Psi_2^{TM}}{\partial y} = j\beta_0 T e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} e^{-\gamma_0 h_2} \quad (8.42)$$

Aplicando as condições de contorno, obtemos:

Para $z = 0$:

$$E_x^1 = E_x^2 \Rightarrow C_{12} = \frac{\varepsilon_{xx} \gamma_0}{\gamma_e} (1-R) \quad (8.43)$$

$$H_x^1 = H_x^2 \Rightarrow C_{11} = 1+R \quad (8.44)$$

Para $z = -h_2$:

$$E_x^2 = E_x^3 \Rightarrow T = \frac{\gamma_e}{\varepsilon_{xx} \gamma_0} [C_{12} \cosh \gamma_e h_2 - C_{11} \sinh \gamma_e h_2] e^{\gamma_0 h_2} \quad (8.45)$$

$$H_x^2 = H_x^3 \Rightarrow T = [C_{11} \cosh \gamma_e h_2 - C_{12} \sinh \gamma_e h_2] e^{\gamma_0 h_2} \quad (8.46)$$

Igualando (8.45) a (8.46), obtemos

$$C_{11} \left[\cosh \gamma_e h_2 + \frac{\gamma_e}{\varepsilon_{xx} \gamma_0} \sinh \gamma_e h_2 \right] = C_{12} \left[\sinh \gamma_e h_2 + \frac{\gamma_e}{\varepsilon_{xx} \gamma_0} \cosh \gamma_e h_2 \right] \quad (8.47)$$

A substituição das Equações (8.40) e (8.41) em (8.44) resulta no seguinte valor para o coeficiente R

$$R = \frac{\varepsilon_{xx}^2 \gamma_0^2 - \gamma_e^2}{\gamma_e^2 + \varepsilon_{xx}^2 \gamma_0^2 + 2\varepsilon_{xx} \gamma_0 \gamma_e \coth \gamma_e h_2} \quad (8.48)$$

A substituição da Equação (8.45) nas Equações (8.40) e (8.41) resulta nas seguintes expressões para C_{11} e C_{12} :

$$C_{11} = 2\gamma_0 \varepsilon_{xx} \frac{\varepsilon_{xx} \gamma_0 + \gamma_e \coth \gamma_e h_2}{\gamma_e^2 + \varepsilon_{xx}^2 \gamma_0^2 + 2\varepsilon_{xx} \gamma_0 \gamma_e \coth \gamma_e h_2} \quad (8.49)$$

$$C_{12} = 2\gamma_0 \varepsilon_{xx} \frac{\gamma_e + \varepsilon_{xx} \gamma_0 \coth \gamma_e h_2}{\gamma_e^2 + \varepsilon_{xx}^2 \gamma_0^2 + 2\varepsilon_{xx} \gamma_0 \gamma_e \coth \gamma_e h_2} \quad (8.50)$$

Substituindo (8.49) e (8.50) em (8.46), obtemos

$$T = 2\gamma_0 \varepsilon_{xx} \frac{\gamma_e / \sinh \gamma_e h_2}{\gamma_e^2 + \varepsilon_{xx}^2 \gamma_0^2 + 2\varepsilon_{xx} \gamma_0 \gamma_e \coth \gamma_e h_2} e^{\gamma_0 h_2} \quad (8.51)$$

Os campos incidentes no topo da estrutura ($z = 0$) podem ser facilmente determinados a partir dos coeficientes R , C_{11} , C_{12} e T . Substituindo os potenciais incidentes nas Equações (8.9) e (8.10), os seguintes campos incidentes, para os modos TM, são obtidos:

Para $z = 0$:

$$E_x^{inc} = 2\gamma_0 \frac{\alpha_0 \gamma_e}{\omega \varepsilon_0} \frac{\gamma_e + \varepsilon_{xx} \gamma_0 \coth \gamma_e h_2}{\gamma_e^2 + \varepsilon_{xx}^2 \gamma_0^2 + 2\varepsilon_{xx} \gamma_0 \gamma_e \coth \gamma_e h_2} e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} \quad (8.52)$$

$$E_y^{inc} = 2\gamma_0 \frac{\beta_0 \gamma_e}{\omega \varepsilon_0} \frac{\gamma_e + \varepsilon_{xx} \gamma_0 \coth \gamma_e h_2}{\gamma_e^2 + \varepsilon_{xx}^2 \gamma_0^2 + 2\varepsilon_{xx} \gamma_0 \gamma_e \coth \gamma_e h_2} e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} \quad (8.53)$$

8.3 – Dedução dos campos refletidos e transmitidos

Para a estrutura considerada os campos refletidos e transmitidos são dados em função dos coeficientes R e T , determinados na Seção 8.2. Esses campos são obtidos por meio das seguintes equações [1]:

Modos TE:

$$\tilde{E}_x^r = -j\beta_0 R \quad (8.59)$$

$$\tilde{E}_y^r = j\alpha_0 R \quad (8.60)$$

$$\tilde{E}_x^t = -j\beta_0 T e^{-\gamma_0 h_2} \quad (8.61)$$

$$\tilde{E}_y^t = j\alpha_0 T e^{-\gamma_0 h_2} \quad (8.62)$$

Modos TM:

$$\tilde{E}_x^r = \frac{\alpha_0 \gamma_0}{\omega \epsilon_0} R \quad (8.63)$$

$$\tilde{E}_y^r = \frac{\beta_0 \gamma_0}{\omega \epsilon_0} R \quad (8.64)$$

$$\tilde{E}_x^t = \frac{\alpha_0 \gamma_0}{\omega \epsilon_0} T e^{-\gamma_0 h_2} \quad (8.65)$$

$$\tilde{E}_y^t = \frac{\beta_0 \gamma_0}{\omega \epsilon_0} T e^{-\gamma_0 h_2} \quad (8.66)$$

Para a FSS, com elementos do tipo *patch* condutor sobre uma camada dielétrica anisotrópica, tem-se as seguintes expressões para os campos refletidos e transmitidos:

Modos TE:

$$\tilde{E}_x^r = -j\beta_0 \frac{\gamma_0^2 - \gamma_h^2}{\gamma_0^2 + \gamma_h^2 + 2\gamma_0 \gamma_h \coth \gamma_h h_2} \quad (8.67)$$

$$\tilde{E}_y^r = j\alpha_0 \frac{\gamma_0^2 - \gamma_h^2}{\gamma_0^2 + \gamma_h^2 + 2\gamma_0\gamma_h \coth \gamma_h h_2} \quad (8.68)$$

$$\tilde{E}_x^t = -j\beta_0 \frac{2\gamma_0\gamma_h / \sinh \gamma_h h_2}{\gamma_0^2 + \gamma_h^2 + 2\gamma_0\gamma_h \coth \gamma_h h_2} \quad (8.69)$$

$$\tilde{E}_y^t = j\alpha_0 \frac{2\gamma_0\gamma_h / \sinh \gamma_h h_2}{\gamma_0^2 + \gamma_h^2 + 2\gamma_0\gamma_h \coth \gamma_h h_2} \quad (8.70)$$

Modos TM:

$$\tilde{E}_x^r = \frac{\alpha_0\gamma_0}{\omega\varepsilon_0} \frac{\varepsilon_{xx}^2\gamma_0^2 - \gamma_e^2}{\gamma_e^2 + \varepsilon_{xx}^2\gamma_0^2 + 2\varepsilon_{xx}\gamma_0\gamma_e \coth \gamma_e h_2} \quad (8.71)$$

$$\tilde{E}_y^r = \frac{\beta_0\gamma_0}{\omega\varepsilon_0} \frac{\varepsilon_{xx}^2\gamma_0^2 - \gamma_e^2}{\gamma_e^2 + \varepsilon_{xx}^2\gamma_0^2 + 2\varepsilon_{xx}\gamma_0\gamma_e \coth \gamma_e h_2} \quad (8.72)$$

$$\tilde{E}_x^t = 2\gamma_0\varepsilon_{xx} \frac{\alpha_0\gamma_0}{\omega\varepsilon_0} \frac{\gamma_e / \sinh \gamma_e h_2}{\gamma_e^2 + \varepsilon_{xx}^2\gamma_0^2 + 2\varepsilon_{xx}\gamma_0\gamma_e \coth \gamma_e h_2} \quad (8.73)$$

$$\tilde{E}_y^t = 2\gamma_0\varepsilon_{xx} \frac{\beta_0\gamma_0}{\omega\varepsilon_0} \frac{\gamma_e / \sinh \gamma_e h_2}{\gamma_e^2 + \varepsilon_{xx}^2\gamma_0^2 + 2\varepsilon_{xx}\gamma_0\gamma_e \coth \gamma_e h_2} \quad (8.74)$$

8.4 – Determinação dos campos espalhados no topo (\tilde{E}_t^s) e na base (\tilde{E}_b^s)

Os campos espalhados no topo (t) e na base (b) das estruturas mostradas anteriormente, devido aos campos incidentes, são dados por

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_{xt,b}^s \\ \tilde{E}_{yt,b}^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{Z}_{xxt,b} & \tilde{Z}_{xyt,b} \\ \tilde{Z}_{yxt,b} & \tilde{Z}_{yyt,b} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix} \quad (8.75)$$

em que

$$\tilde{Z}_{xxt,b} = \frac{1}{\alpha^2 + \beta^2} \left[\alpha^2 \tilde{Z}_{t,b}^{TM} + \beta^2 \tilde{Z}_{t,b}^{TE} \right] \quad (8.76)$$

$$\tilde{Z}_{xyt,b} = \tilde{Z}_{yxt,b} = \frac{\alpha\beta}{\alpha^2 + \beta^2} \left[\tilde{Z}_{t,b}^{TM} - \tilde{Z}_{t,b}^{TE} \right] \quad (8.77)$$

$$\tilde{Z}_{yyt,b} = \frac{1}{\alpha^2 + \beta^2} \left[\beta^2 \tilde{Z}_{t,b}^{TM} + \alpha^2 \tilde{Z}_{t,b}^{TE} \right] \quad (8.78)$$

Para a estrutura considerada, as impedâncias equivalentes são dadas por:

$$\tilde{Z}_t^{TM,TE} = \frac{1}{Y_+^{e,h} + Y_-^{e,h}} \quad (8.79)$$

$$\tilde{Z}_b^{TM,TE} = \frac{1}{Y_+^{e,h} + Y_-^{e,h}} Y_{Transf}^{e,h} \quad (8.80)$$

em que

$$Y_{Transf}^{e,h} = \frac{Y_{02}}{Y_{02} \cos \gamma_{e,h} h_2 + Y_{03} \sen \gamma_{e,h} h_2} \quad (8.81)$$

8.5 – Determinação dos coeficientes de reflexão e de transmissão

Após a obtenção analítica dos campos refletidos e transmitidos e do cálculo numérico dos campos espalhados, os coeficientes de reflexão e de transmissão podem ser calculados como [1]:

$$R_{mn}^{TE} = \frac{j \beta_{mn} \tilde{E}_x^s(\alpha_{mn}, \beta_{mn}) + \tilde{E}_x^r \delta_{mn} - \alpha_{mn} \tilde{E}_y^s(\alpha_{mn}, \beta_{mn}) + \tilde{E}_y^r \delta_{mn}}{\alpha_{mn}^2 + \beta_{mn}^2} \quad (8.82)$$

$$R_{mn}^{TM} = \frac{-\alpha_{mn} \tilde{E}_x^s(\alpha_{mn}, \beta_{mn}) + \tilde{E}_x^r \delta_{mn} + \beta_{mn} \tilde{E}_y^s(\alpha_{mn}, \beta_{mn}) + \tilde{E}_y^r \delta_{mn}}{(\alpha_{mn}^2 + \beta_{mn}^2) \gamma_{mn} / \omega \epsilon_0} \quad (8.83)$$

$$T_{mn}^{TE} = \frac{j \beta_{mn} \tilde{E}_x^s(\alpha_{mn}, \beta_{mn}) + \tilde{E}_x^t \delta_{mn} - \alpha_{mn} \tilde{E}_y^s(\alpha_{mn}, \beta_{mn}) + \tilde{E}_y^t \delta_{mn}}{\alpha_{mn}^2 + \beta_{mn}^2} \quad (8.84)$$

$$T_{mn}^{TM} = \frac{-\alpha_{mn} \tilde{E}_x^s(\alpha_{mn}, \beta_{mn}) + \tilde{E}_x^t \delta_{mn} + \beta_{mn} \tilde{E}_y^s(\alpha_{mn}, \beta_{mn}) + \tilde{E}_y^t \delta_{mn}}{(\alpha_{mn}^2 + \beta_{mn}^2) \gamma_{mn} / \omega \epsilon_0} \quad (8.85)$$

em que

$$\gamma_{mn} = \sqrt{\alpha_{mn}^2 + \beta_{mn}^2 - k_0^2} \quad e \quad \delta_{mn} = \begin{cases} 1 & \text{se } m = n = 0 \\ 0 & \text{de outro modo} \end{cases} \quad (8.58)$$

Nos coeficientes de transmissão e de reflexão, os termos dos campos refletidos e transmitidos são incluídos quando $m = n = 0$ [2].

8.6 – Referências

- [1] T. K. Wu, “*Frequency selective surface and grid array*”, Jonh Wiley & Sons, Nova York, E.U.A., 1995.
- [2] R. Mittra, C. H. Chan, and T. Cwik, “Techniques for analyzing frequency selective surfaces – a review”, *IEEE Proceedings*, **76** (12), 1593 – 1615 (1988).

RESULTADOS OBTIDOS COM O MÉTODO DOS MOMENTOS

9.1 – Introdução

A partir das expressões desenvolvidas nos capítulos anteriores, nós elaboramos rotinas computacionais utilizando o *software* MATLAB [1], com o objetivo de obter os valores numéricos dos parâmetros desejados. Nossos resultados são comparados com resultados apresentados por outros autores na literatura, bem como, com resultados experimentais obtidos por medições feitas por nós.

A Tabela 9.1 apresenta alguns materiais dielétricos e algumas das suas características [2].

Tabela 9.1 – Materiais dielétricos comerciais e suas características.

Material	ϵ_r	$\tan(\delta) \times 10^4$ (p/ 10 GHz)
RT-duroid 5880	2,16 – 2,24	5 – 15
RT-duroid 6010	10,2 – 10,7	10-60
Epsilon-10	$\epsilon_{xx} = 13$ $\epsilon_{zz} = 10,2$	20
Alumina	$\epsilon_{xx} = 9,6$ $\epsilon_{zz} = 10,4$	0,5-3,0
Quartzo	3,78	1
Safira	$\epsilon_{xx} = 9,4$ $\epsilon_{zz} = 11,6$	0,4-0,7
PBN	$\epsilon_{xx} = 3,4$ $\epsilon_{zz} = 5,12$	—
Fibra de vidro	4,4	—

9.2 – Resultados comparativos

Para validação da análise efetuada neste trabalho, foram efetuadas comparações com resultados existentes na literatura, para diversas estruturas. As comparações foram realizadas para elementos do tipo *patch* e do tipo abertura. Para isso, foi utilizado o Princípio de Babinet [3], que diz que:

$$T_{patches} = R_{abertura} \quad (9.1)$$

$$R_{patches} = -T_{abertura} \quad (9.2)$$

em que R e T são os coeficientes de reflexão e transmissão, respectivamente.

No caso da potência, podemos afirmar que a potência transmitida através da FSS, usando elementos do tipo *patch* condutor, é igual à potência refletida na FSS usando elementos do tipo abertura. Assim, podemos obter resultados para o elemento do tipo abertura a partir dos resultados obtidos para o *patch* condutor correspondente.

Ainda em relação à potência, os resultados obtidos neste trabalho, para as potências refletidas e transmitidas, são obtidos tomando o valor absoluto quadrático dos coeficientes de transmissão e reflexão. Podemos notar que a soma destes coeficientes de potência é igual a um, considerando que não há perdas condutoras nem dielétricas e tomando os mesmos de forma normalizada para a potência incidente.

Na Figura 9.1 temos a comparação entre resultados obtidos neste trabalho com aqueles apresentados em [4]. Esta figura mostra a curva da potência refletida de uma FSS *freestanding* usando elementos do tipo dipolo fino. As curvas foram traçadas para incidência TE e foi considerado um ângulo de incidência bem próximo ao da incidência normal. A frequência de ressonância ocorreu em $f = 11,2$ GHz, aproximadamente. Todas as medidas estão em centímetros (cm).

A Figura 9.2 compara os resultados obtidos neste trabalho com aqueles apresentados em [4] ($w/L = 0,1$). Esta figura mostra a curva da potência refletida de uma FSS *freestanding* usando elementos do tipo dipolo fino. As curvas foram traçadas para incidência TE e foi considerado um ângulo de incidência bem próximo ao da incidência normal. A frequência de ressonância ocorreu em $f = 18$ GHz. Podemos observar nas figuras 9.1 e 9.2, uma boa concordância entre os resultados.

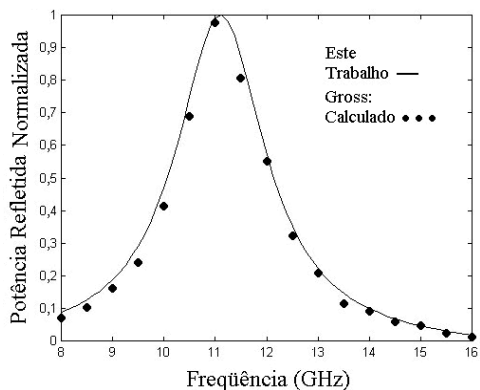
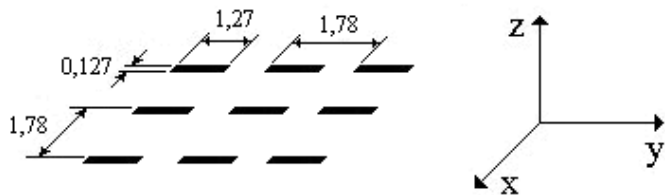
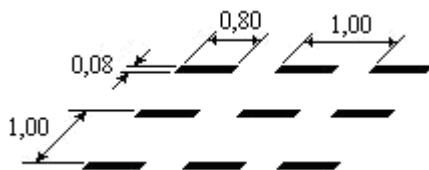


Figura 9.1 – Comparação entre os resultados obtidos com o método dos momentos (MoM) e aqueles apresentados em [4].



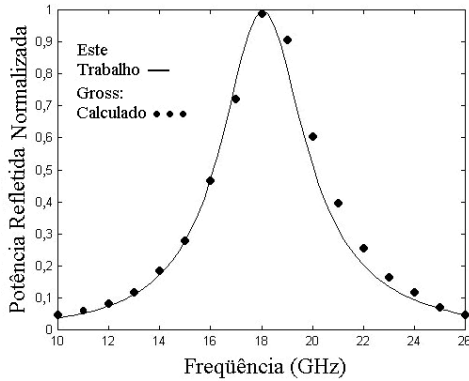
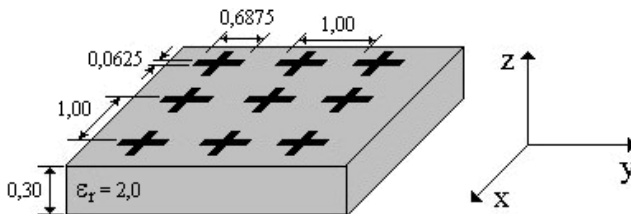


Figura 9.2 – Comparação entre resultados obtidos com o MoM e aqueles apresentados em [4].

A Figura 9.3 compara os resultados obtidos neste trabalho com aqueles apresentados por Wan, em [5]. Esta figura mostra a curva da potência refletida de uma FSS usando dipolos cruzados do tipo *patch* sobre uma camada dielétrica isotrópica. A espessura do substrato é de 0,30 cm e $\epsilon_{xx} = \epsilon_{zz} = 2$. As curvas foram traçadas para incidência TE e foi considerado um ângulo de incidência bem próximo ao da incidência normal. A frequência de ressonância ocorreu em, aproximadamente, $f = 16,8$ GHz. Para a obtenção desses resultados foram usadas 16 funções de base e 65 termos espectrais.



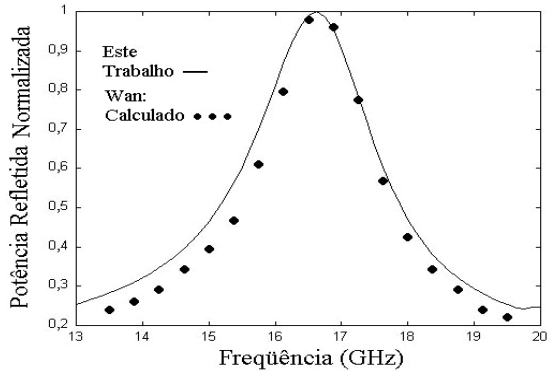
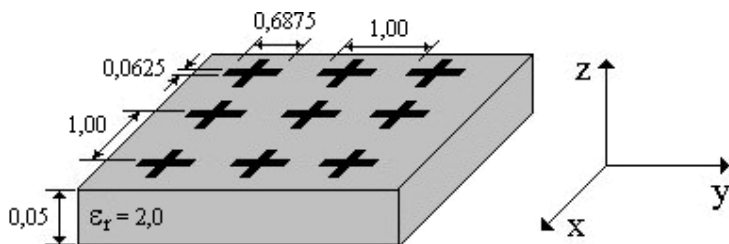


Figura 9.3 – Comparação entre os resultados obtidos neste trabalho e aqueles apresentados por Wan, em [5].

A Figura 9.4 compara os resultados obtidos neste trabalho com aqueles apresentados por Wan, em [5] (5 harmônicas). Esta figura mostra a curva da potência refletida de uma FSS usando dipolos cruzados do tipo *patch* sobre uma camada dielétrica isotrópica. A espessura do substrato é de 0,05 cm e $\epsilon_{xx} = \epsilon_{zz} = 2$. As curvas foram traçadas para incidência TE e foi considerado um ângulo de incidência bem próximo ao da incidência normal. Observamos que houve um aumento na frequência de ressonância que, agora, ocorre em, aproximadamente, $f = 17,2$ GHz. Para a obtenção destes resultados, foram usadas 16 funções de base e 65 termos espectrais.

Para frequências próximas da ressonância os resultados convergem. Entretanto, para valores de frequência mais afastados da frequência de ressonância, os valores diferem um pouco. De fato, em [5] Wan usou uma técnica alternativa para a computação da matriz de espalhamento de estruturas com múltiplas camadas. Isto, possivelmente, explica a divergência observada entre os resultados.



Todas as dimensões em cm.

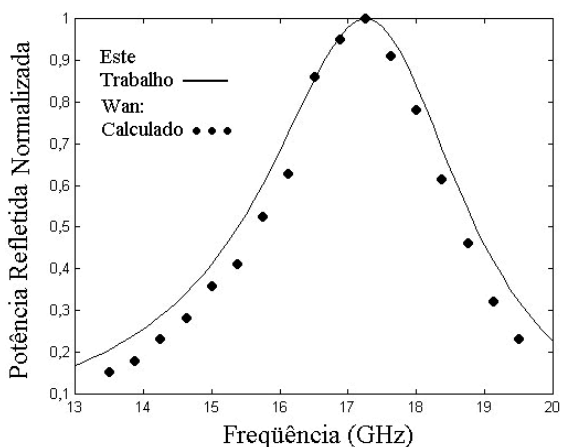
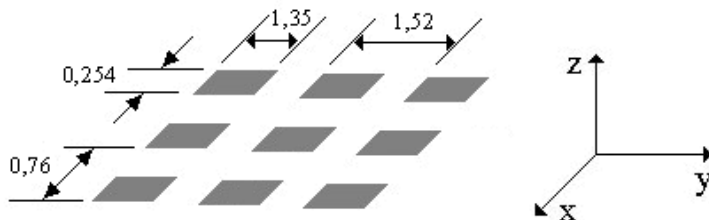


Figura 9.4 – Comparação entre os resultados obtidos neste trabalho e aqueles apresentados por Wan, em [5].

A Figura 9.5 compara os resultados obtidos neste trabalho com aqueles apresentados por Scott, em [6]. Esta figura mostra a curva do coeficiente de reflexão de uma FSS *freestanding*, usando elementos do tipo *patch* retangular. Foi considerada uma espessura qualquer e assumiu-se $\epsilon_{xx} = \epsilon_{zz} = 1$. Os resultados foram obtidos para incidência TE e foi considerado um ângulo de incidência bem próximo ao da incidência normal. A frequência de ressonância ocorreu em, aproximadamente, $f = 14$ GHz. Para a obtenção destes resultados foram usadas 08 funções de base e 100 termos espectrais. Podemos observar

uma boa concordância entre os resultados obtidos até 18 GHz. Após essa frequência, notamos uma pequena diferença entre os mesmos.



Todas as dimensões em cm.

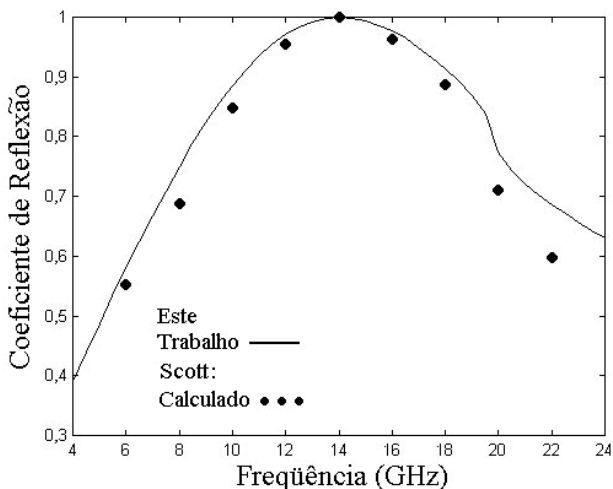


Figura 9.5 – Comparação entre os resultados obtidos neste trabalho e aqueles apresentados Scott, em [6].

A Figura 9.6 compara os resultados obtidos neste trabalho com aqueles apresentados por Frank Gross, em [4] (Figura 3, para $w/L = 0,5$). Esta figura mostra a curva da potência refletida de uma FSS *freestanding* usando elementos do tipo *patch* retangular. A curva foi traçada para incidência TE e foi considerado um ângulo de incidência bem próximo ao da

incidência normal. A frequência de ressonância ocorreu em $f = 21$ GHz.

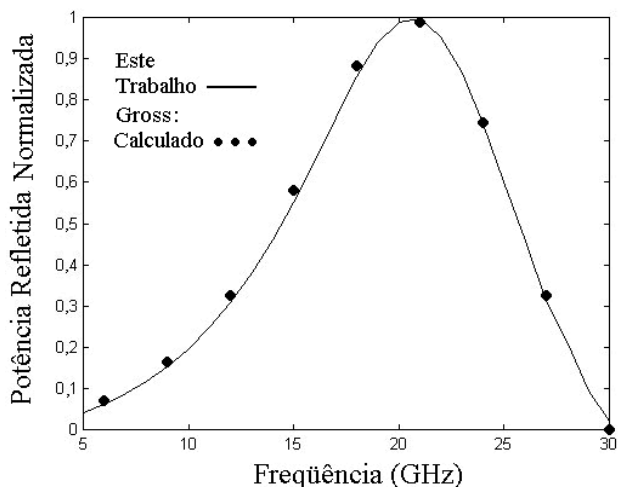
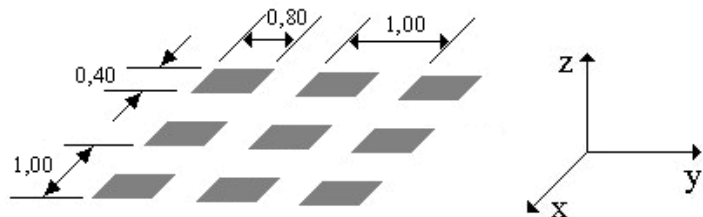


Figura 9.6 – Comparação entre os resultados obtidos neste trabalho e aqueles apresentados Gross, em [4].

9.3 – Resultados experimentais

Para verificar experimentalmente a análise desenvolvida, foram construídas algumas superfícies seletivas de frequência e efetuadas medições do coeficiente de transmissão destas estruturas. O propósito das medições foi o de comprovar a seletividade das estruturas fabricadas. As estruturas foram construídas sobre camadas dielétricas isotrópicas. Todos os

resultados foram obtidos para incidência TE e foi considerada uma incidência normal. Esses resultados foram apresentados inicialmente em [7].

A Figura 9.7 ilustra os resultados obtidos para a potência refletida de uma FSS sobre uma camada dielétrica isotrópica com espessura de 0,15cm; composta de *patches* retangulares. Observamos uma boa concordância entre os resultados numéricos e os experimentais. A frequência de ressonância e a largura de banda foram de, aproximadamente, 8,5GHz e 2,55GHz, respectivamente.

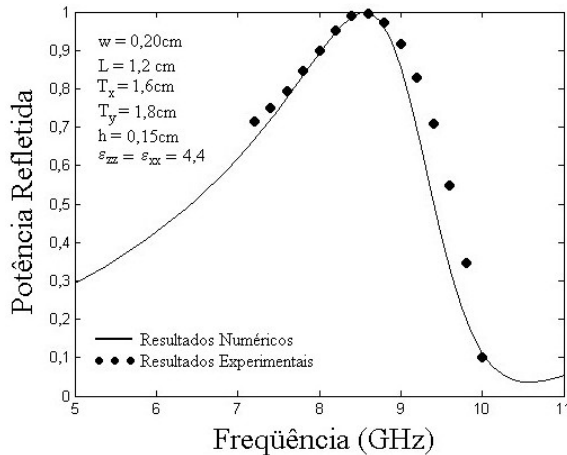


Figura 9.7 – Potência refletida de uma FSS composta por *patches* retangulares. Comparação entre resultados numéricos e experimentais.

A Figura 9.8 ilustra os resultados numéricos e experimentais para uma outra FSS. Alterando as dimensões físicas das células nós conseguimos alterar totalmente a resposta da estrutura. A frequência de ressonância e a largura de banda foram de, aproximadamente, 7,8GHz e 2,7GHz, respectivamente. Houve uma boa concordância entre os resultados.

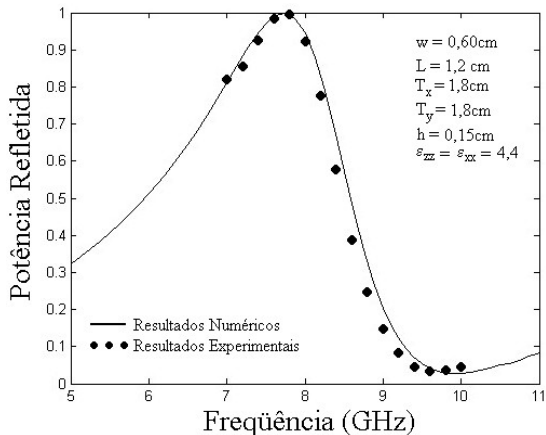


Figura 9.8 – Potência refletida de uma FSS composta por patches retangulares. Comparação entre resultados numéricos e experimentais.

Resultados para a potência refletida da FSS com dipolos cruzados são ilustrados mostrada na Figura 9.9. A FSS é disposta sobre uma camada dielétrica isotrópica ($\epsilon_{xx} = \epsilon_{zz} = 3,05$). Houve uma boa concordância entre os resultados para a frequência de ressonância, entretanto, para a largura de banda observamos que houve uma diferença a partir de 10,4GHz.

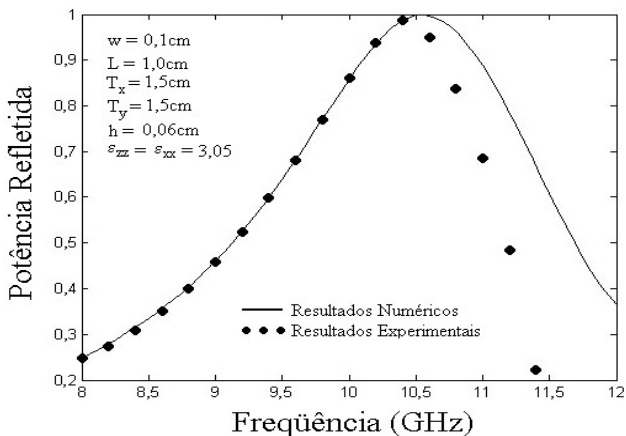


Figura 9.9 – Potência refletida de uma FSS composta por dipolos cruzados. Comparação entre resultados numéricos e experimentais.

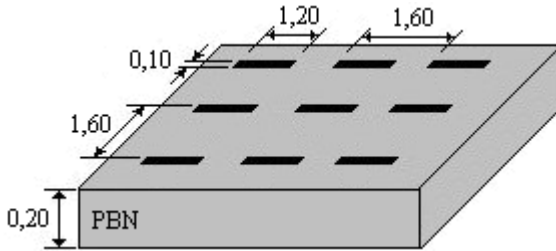
9.4 – Resultados numéricos para FSS sobre uma camada dielétrica anisotrópica

Para comprovar a seletividade de estruturas periódicas sobre substratos anisotrópicos, foi efetuada uma análise que conduziu à obtenção de resultados como os apresentados na Figura 9.10. A estrutura considerada é composta de um arranjo periódico de dipolos finos. Foram considerados ângulos de incidência próximos da normal. Modos de incidência TE foram considerados. O material considerado na análise foi o PBN (*pyrolytic boron nitride*). A ressonância ocorreu em $f = 10,75$ GHz. A estrutura apresentou uma largura de banda igual a 1,7 GHz. Como esperado, a estrutura se comporta como um filtro rejeita-faixa.

A Figura 9.11 ilustra o efeito do comprimento do dipolo nas características de espalhamento da estrutura. Foram considerados os mesmos parâmetros de incidência, físicos e o mesmo material da Figura 9.10. Foram traçadas curvas para três valores do comprimento, L ; observa-se que, tanto a frequência de ressonância quanto a largura de banda são afetadas com a mudança do comprimento do dipolo. Os dados obtidos estão mostrados na Tabela 9.2.

Tabela 9.2 – Resultados obtidos para f_r , ΔB e Q em função do comprimento do dipolo L .

L (cm)	f_r (GHz)	ΔB (GHz)	Q
1,0	12	1,3	9,23
1,2	10,75	1,7	6,32
1,4	9,5	2,4	3,96



Todas as dimensões em cm.

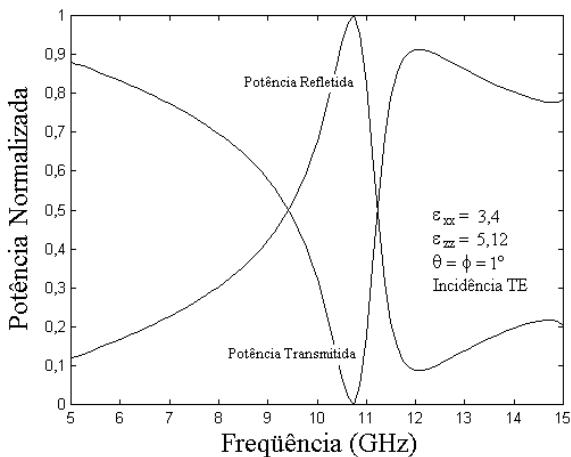


Figura 9.10 – Potência refletida e transmitida através de uma FSS sobre uma camada dielétrica anisotrópica, (PBN), composta de um arranjo periódico de dipolos finos.

A Figura 9.12 mostra o efeito da anisotropia nas características de espalhamento de uma FSS composta de um arranjo periódico de dipolos finos. Foi considerada uma freqüência de operação igual a 10,8 GHz. Consideramos $\epsilon_{xx} = 3,4$ e variamos o ϵ_{zz} . A razão de anisotropia é definida como $\eta_{zz}/\eta_{xx} = \sqrt{\epsilon_{zz}/\epsilon_{xx}}$ [8]. A máxima reflexão ocorreu para uma razão de anisotropia aproximadamente igual a 1,2.

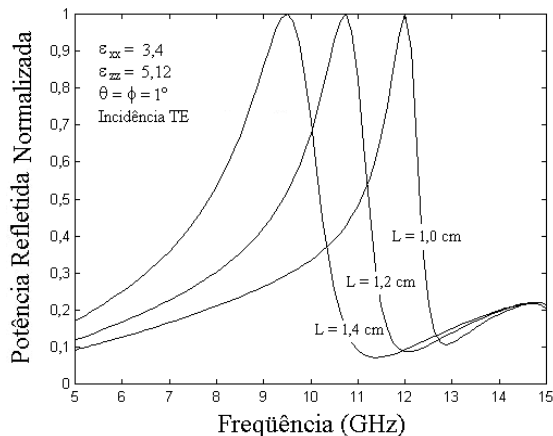
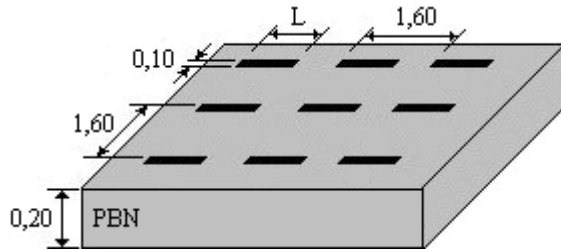


Figura 9.11 – Potência refletida de uma FSS para dipolos finos de diferentes comprimentos.

A Figura 9.13 mostra resultados obtidos para uma FSS composta de um arranjo periódico de dipolos cruzados. Foram considerados ângulos de incidência próximos da normal. Modos de incidência TE foram considerados. O material considerado na análise foi a Alumina. A ressonância ocorreu em $f = 9,625$ GHz e a estrutura apresenta uma largura de banda aproximadamente igual a 1,7 GHz.

A Figura 9.14 mostra resultados obtidos para a potência refletida considerando-se dois valores para o ângulo de defasagem entre as células. A estrutura considerada é a mesma da Figura 9.4.4. Para células alinhadas ($\Omega = 90^\circ$) a ressonância ocorreu em $f = 9,625$ GHz e a estrutura apresenta uma largura de banda de 1,7 GHz. Para células defasadas de 60° , a

ressonância ocorreu em $f = 10,125$ GHz e a estrutura apresenta uma largura de banda de 2,12 GHz. Para células defasadas, observamos que a reflexão não foi de 100% e que houve um aumento na largura de banda e na frequência de ressonância.

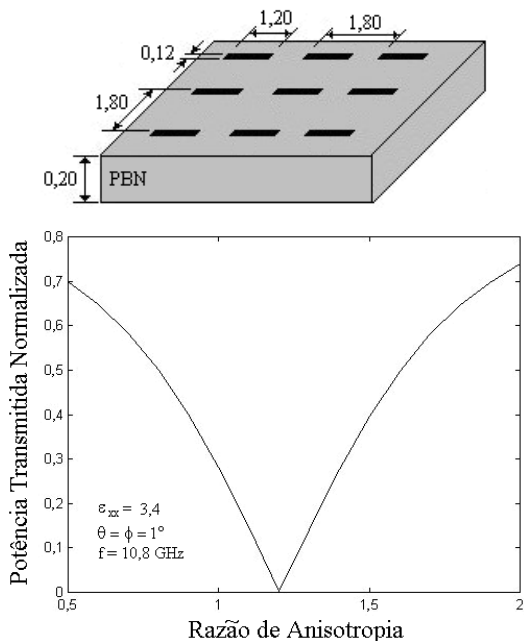
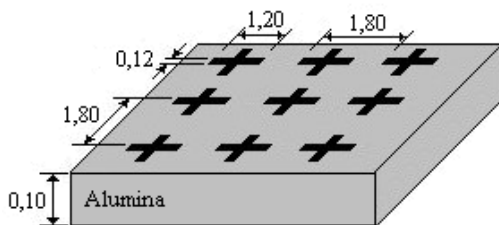


Figura 9.12 – Potência transmitida através de uma FSS sobre uma camada dielétrica anisotrópica em função da razão de anisotropia.



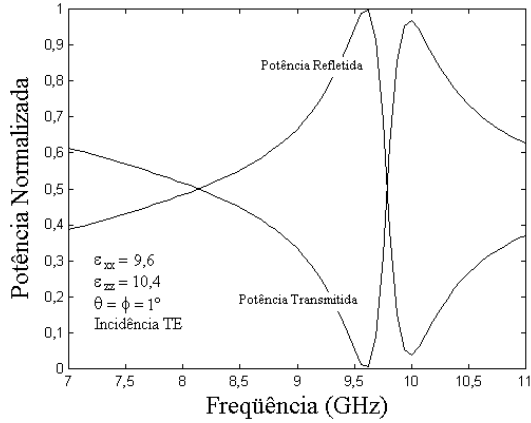


Figura 9.13 – Potência refletida e transmitida de uma FSS composta de dipolos cruzados.

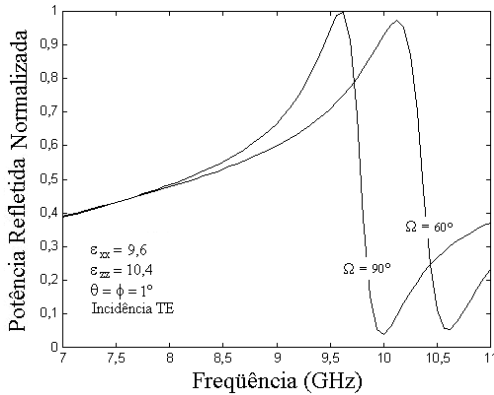
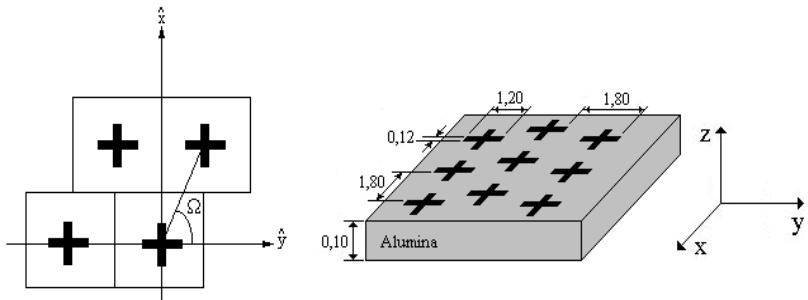
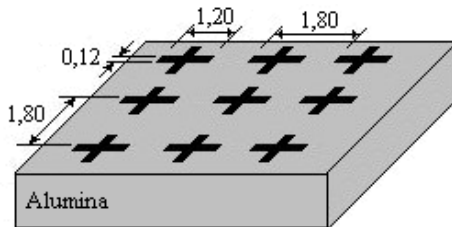


Figura 9.14 – Potência refletida de uma FSS para diferentes valores de Ω .

A Figura 9.15 mostra o efeito da espessura de um substrato dielétrico anisotrópico na frequência de ressonância de uma FSS composta de um arranjo periódico de dipolos cruzados. A estrutura considerada é a mesma da Figura 9.13. A frequência de ressonância se comporta de maneira inversamente proporcional com a espessura do substrato, até $h = 0,40$ cm. A partir daí, a frequência de ressonância tende a se estabilizar em $f \cong 7,4$ GHz.

A Figura 9.16 mostra resultados obtidos para a potência refletida, para uma FSS composta de um arranjo periódico de *patches* retangulares. Incidências TE e TM foram consideradas. O material considerado na análise foi o PBN. Para incidência TE, a ressonância ocorreu em $f = 14,5$ GHz e a estrutura apresentou uma largura de banda igual a 5 GHz. Para a incidência TM a estrutura apresentou uma frequência de ressonância menor ($f = 12,75$ GHz) e uma maior largura de banda ($\Delta B = 5,75$ GHz). Observamos, ainda, que a reflexão não atingiu 100% para a incidência TM.



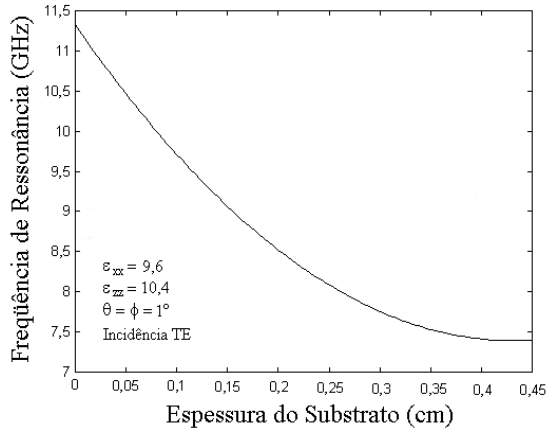


Figura 9.15 – Freqüência de ressonância de uma FSS em função da espessura do substrato.

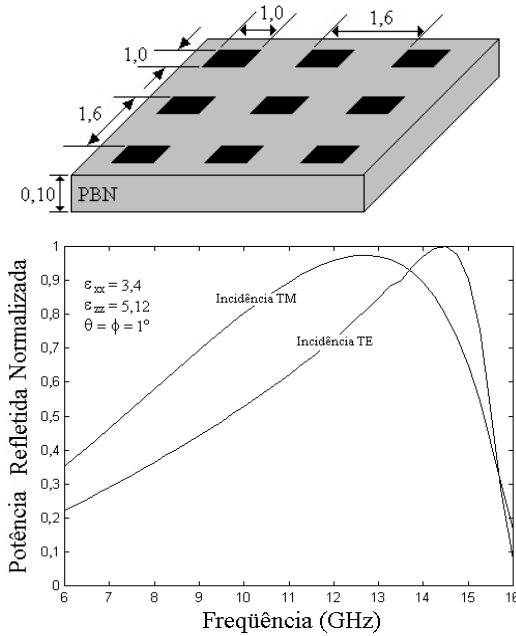


Figura 9.16 – Potência refletida de uma FSS para incidências TE e TM.

A Figura 9.17 mostra resultados obtidos para a potência refletida de uma FSS para diferentes valores da razão w/L . Modos de incidência TE foram considerados. O material considerado na análise foi o PBN. A frequência de ressonância e a largura de banda variaram de maneira diretamente proporcional à razão w/L , de acordo com os dados mostrados na Tabela 9.3. Podemos observar que o fator de qualidade praticamente não se altera.

Tabela 9.3 – Resultados obtidos para f_r , ΔB e Q em função da razão w/L .

w/L	f_r (GHz)	ΔB (GHz)	Q
0,6	9,6	3,9	2,46
0,8	11,7	5,0	2,34
1,0	14,5	6,0	2,42

A Figura 9.18 mostra resultados obtidos para a potência transmitida através de três superfícies seletivas de frequência. Pode-se observar o grau de flexibilidade de projeto das FSS. Foram consideradas três geometrias diferentes de elementos. As dimensões físicas também foram variadas. A periodicidade nas direções x e y foram consideradas iguais ($T_x = T_y = 1,6$ cm) e o material considerado foi igual para as três estruturas analisadas. Foram obtidas frequências de ressonância e larguras de banda diferentes, para cada estrutura, como mostrado na Tabela 9.4.

Tabela 9.4 – Resultados obtidos para f_r , ΔB e Q considerando-se três geometrias diferentes.

Elemento utilizado	f_r (GHz)	ΔB (GHz)	Q
Dipolo fino	9,5	2,3	4,13
Dipolo cruzado	10,7	1,8	5,94
Patch retangular	11,5	3,8	3,03

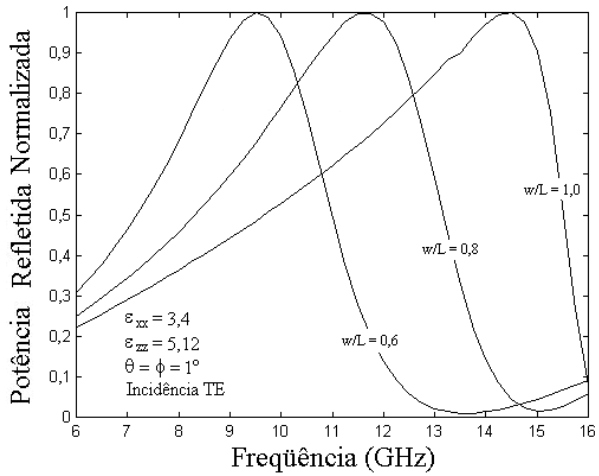
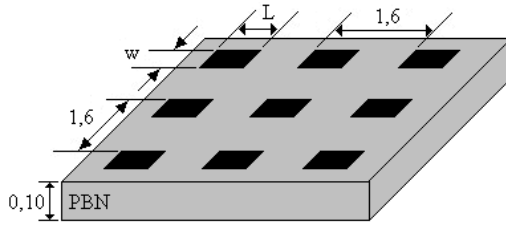
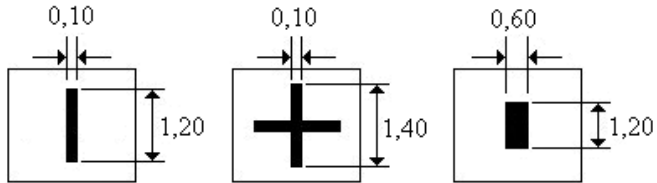


Figura 9.17 – Potência refletida de uma FSS para diferentes valores de w/L .



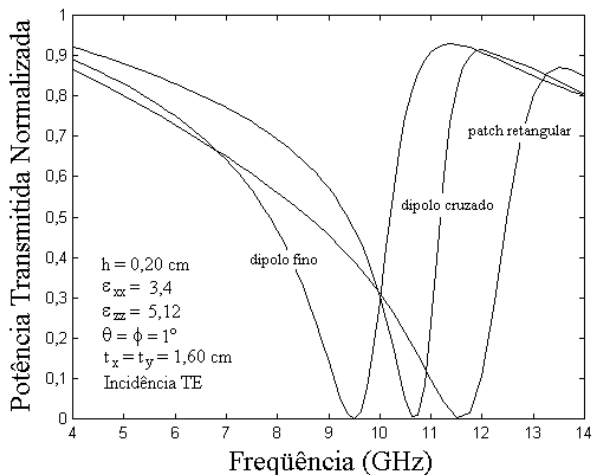


Figura 9.18 – Potência transmitida através de uma FSS para diferentes tipos de elementos.

9.5 – Referências

- [1] D. Hanselman e B. Littlefield, “*Matlab 6 – Curso Completo*”, Prentice Hall, 2003.
- [2] B. Bhat e S. K. Koul, “*Analysis, design and applications of fin lines*”, Artech House inc., Boston, EUA, 1987.
- [3] R. Mittra, R. C. Hall, and C. H. Tsao, “Spectral-domain analysis of circular patch frequency selective surfaces”, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, **32** (5), 533 – 536 (1984).
- [4] F. B. Gross, “Reflection from an array of conducting plates using edge-mode current densities”, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, **43** (5), 1333-1335, (1995),
- [5] C. Wan e J. A. Encinar, “Efficient computation of generalized matrix for analyzing multilayered periodic structures”, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, **43** (5), 1233-1241, (1995),
- [6] C. Scott, *The spectral domain method in electromagnetics*, Artech House, Londres, Inglaterra, 1989.

- [7] M. L. C. Gomes Neto, A. G. d'Assunção, A. L. P. S. Campos e A. Gomes Neto, "Investigação Experimental da Obtenção da Função Diádica de Green de Superfícies Seletivas de Freqüência através do Método dos Potenciais Vetoriais de Hertz", Revista Ciência & Engenharia, Edição Especial, pp. 57 – 62, 2003.
- [8] J. R. S. Oliveira, "Antenas de microfita sobre substratos dielétricos anisotrópicos e ferrimagnéticos magnetizados", Tese de Doutorado, DEE – CCT – UFPB, 1996.

Apêndice: Códigos em Matlab

Programa Principal do Método dos Momentos para FSS com Dipolos Finos

```
%-----  
% Este programa calcula o coeficiente de reflexão e  
% de transmissão de uma FSS com células alinhadas  
% ( $\omega=90$ ) para os modos TE usando uma função de  
% base  
%-----  
clear  
clc  
%  
%-----  
%                      Entrada de dados  
%-----  
fo=input('Entre com a frequência inicial(GHz): ');  
df=input('entre c/ o passo de variação da frequência(GHz): ');  
nf=input('entre c/ o número de frequências: ');  
teta=input('Entre com o ângulo de incidência teta: ');  
fi=input('Entre com o ângulo de incidência fi: ');  
omg=input('Entre com o ângulo de defasagem omega: ');  
w=input('Entre com a dimensão w(cm): ');  
l=input('Entre com a dimensão L (cm): ');  
tx=input('Entre com o período tx(cm): ');  
ty=input('Entre com o período ty(cm): ');  
h=input('Entre com a espessura do substrato(cm): ');  
exxr=input('Entre com a permissividade exx: ');  
ezzr=input('Entre com a permissividade ezz: ');  
sig=input('Entre com a condutividade do dielétrico sigma: ');  
M=input('Entre com o número de variáveis m: ');  
N=input('Entre com o número de variáveis n: ');  
nfb=input('Entre com o número de funções de base: ');  
%-----  
teta=teta*pi/180;
```

```

fi=fi*pi/180;
omg=omg*pi/180;
cont=1;
for p=1:nf
    f=fo+(p-1)*df;
    cont
    ko=(2.09439510239e-01)*f;
    qko=((2.09439510239e-01)*f)^2;
    ao=ko*sin(teta)*cos(fi);
    bo=ko*sin(teta)*sin(fi);
    weo=(5.56325028051e-04)*f;
    jweo=(i*5.56325028051e-04)*f;
    jwmo=(i*78.956835209)*f;
    rte=0.0+0.0i;
    tte=0.0+0.0i;
    exxl=exxr;
    exxll=sig/weo;
    ezzl=ezzr;
    ezzll=exxll;
    exx=exxl-i*(exxll);
    ezz=ezzl-i*(ezzll);
    k=mucdte(f,teta,fi,omg,w,l,tx,ty,h,exx,ezz,M,N,nfb);
    %-----
    % Conjugado complexo das funções de base
    % para alfa=alfa00 e beta=beta00
    %-----
    for ii=1:nfb
        jy(ii)=fbdipolo(w,l,ao,bo,ii);
        c jy(ii)=real(jy(ii))-i*imag(jy(ii));
    end
    %-----
    for m=-M:M
        for n=-N:N
            %-----
            % Cálculo das variáveis espectrais
            %-----

```



```

a=(2*pi*m/tx)+ao;
if omg==pi/2
    b=(2*pi*n/ty)+bo;
else
    b=(2*pi*n/(ty*sin(omg)))-(2*pi*m/tx)*cot(omg)+bo;
end
soma=(a^2)+(b^2);
%-----
% Cálculo dos gamas
%-----
ge=sqrt((exx/ezz)*(soma-qko*ezz));
gh=sqrt(soma-qko*exx);
go=sqrt(soma-qko);
%-----
% Cálculo das equações do programa
%-----
num1=go*ge*(ge+exx*go*coth(ge*h));
num2=jwmo*(go+gh*coth(gh*h));
num3=go+gh*coth(gh*h);
num4=(go^2)-(gh^2);
num5=2*go*gh/sinh(gh*h);
den1=jweo*((ge^2)+2*exx*go*ge*coth(ge*h)+(exx*go)^2);
den2=(gh^2)+2*go*gh*coth(gh*h)+(go^2);
%-----
% Cálculo dos campos refletidos e transmitidos
%-----
erx=-i*bo*num4/den2;
ery=i*ao*num4/den2;
etx=-i*bo*num5/den2;
ety=i*ao*num5/den2;
%-----
% Cálculo das impedâncias equivalentes
%-----
ztm=num1/den1;
zte=num2/den2;
%-----

```

```

% Cálculo dos coeficientes peso
%-----
for jj=1:nfb
    jy(jj)=fbdipolo(w,l,ao,bo,jj);
    pe(jj,1)=(-i*2*ao*go*num3/den2)*cyy(jj);
end
%-----
%
cy=k\pe;
%
%-----
% Cálculo das funções de base
%-----
jyf=sum(jy*cy);
%-----
% Cálculo dos campos espalhados
%-----
%
% No topo da estrutura
%
zxx=((a^2)*ztm+(b^2)*zte)/soma;
zxy=a*b*(ztm-zte)/soma;
zyx=zxy;
zyy=((b^2)*ztm+(a^2)*zte)/soma;
esx1=zxy*jyf;
esy1=zyy*jyf;
%
% Na base da estrutura
%
yte=(exx*go)/(exx*go*cosh(ge*h)+ge*sinh(ge*h));
yth=gh/(gh*cosh(gh*h)+go*sinh(gh*h));
ztm2=ztm*yte;
zte2=zte*yth;
zxx2=((a^2)*ztm2+(b^2)*zte2)/soma;
zxy2=a*b*(ztm2-zte2)/soma;
zyx2=zxy2;

```

```

zyy2=((b^2)*ztm2+(a^2)*zte2)/soma;
esx2=zxy2*jyf;
esy2=zyy2*jyf;
%-----
% Cálculo dos coeficientes de reflexão e transmissão
%-----
if (m==0 & n==0)
    dc=1;
else
    dc=0;
end
rte=rte+(i*(b*(esx1+erx*dc)-a*(esy1+ery*dc))/soma);
tte=tte+(i*(b*(esx2+etx*dc)-a*(esy2+ety*dc))/soma);
%-----
end
end
fop(p)=f;
cr(p)=abs(rte);
ct(p)=abs(tte);
pr(p)=cr(p).^2;
pt(p)=ct(p).^2;
cont=cont+1;
end

```

Programa da Matriz k

```

function k=mucdte(f,teta,fi,omg,w,l,tx,ty,h,exx,ezz,M,N,nfb)
%-----
% Esta subrotina calcula os somatórios
% duplos necessários para o cálculo dos
% coeficientes peso
%-----
ko=(2.09439510239e-01)*f;
qko=((2.09439510239e-01)*f)^2;
ao=ko*sin(teta)*cos(fi);
bo=ko*sin(teta)*sin(fi);

```

```

jweo=(i*5.56325028051e-04)*f;
jwmo=(i*78.956835209)*f;
kyy=zeros(nfb,nfb);
for m=-M:M
    for n=-N:N
        %-----
        % Cálculo das variáveis espectrais
        %-----
        a=(2*pi*m/tx)+ao;
        if omg==pi/2
            b=(2*pi*n/ty)+bo;
        else
            b=(2*pi*n/(ty*sin(omg)))-(2*pi*m/tx)*cot(omg)+bo;
        end
        soma=(a^2)+(b^2);
        %-----
        % Cálculo dos gamas
        %-----
        ge=sqrt((exx/ezz)*(soma-qko*ezz));
        gh=sqrt(soma-qko*exx);
        go=sqrt(soma-qko);
        %-----
        % Cálculo das impedâncias equivalentes
        %-----
        num1=go*ge*(ge+exx*go*coth(ge*h));
        num2=jwmo*(go+gh*coth(gh*h));
        den1=jweo*((ge^2)+2*exx*go*ge*coth(ge*h)+(go^2));
        den2=(gh^2)+2*go*gh*coth(gh*h)+(go^2);
        ztm=num1/den1;
        zte=num2/den2;
        %-----
        % Cálculo das funções de teste e do conjugado complexo
        %-----
        for t=1:nfb
            jy(t)=fbdipolo(w,l,a,b,t);
            c jy(t)=real(jy(t))-i*imag(jy(t));
        end
    end
end

```

```

end
%-----
% Cálculo da função diádica de Green
%-----
zxx=((a^2)*ztm+(b^2)*zte)/soma;
zxy=a*b*(ztm-zte)/soma;
zyx=zxy;
zyy=((b^2)*ztm+(a^2)*zte)/soma;
%-----
% Cálculo dos somatórios duplos
%-----
%
for r=1:nfb
    for s=1:nfb
        kyy(r,s)=kyy(r,s)+zyy*cjy(r)*jy(s);
    end
end
end
end
k=[kyy];

```

Programa das funções de base

```

function [jy]=fbdipolo(w,l,a,b,p)
aw2=a*(w/2);
bl2=b*(l/2);
var=p*pi/2;
jy=(i*l/a)*((sinc(var+bl2)*exp(-i*p*pi/2))-(sinc(var-
bl2)*exp(i*p*pi/2)))*(sin(aw2));

```

Programa da função sinc

```

function [valor]=sinc(x)
valor=(sin(x))/x;

```



Antonio Luiz Pereira de Siqueira Campos, Mestre em Engenharia Elétrica pela Universidade Federal do Rio Grande do Norte (1999) e Doutor em Engenharia Elétrica pela Universidade Federal da Paraíba (2002). Professor do IFRN (Campus Zona Norte de Natal). Atua na área de eletrônica, redes de computadores e energias renováveis. É pesquisador de produtividade em pesquisa - nível 2 do CNPq onde atua na área de microondas e eletromagnetismo aplicado. Consultor Ad Hoc do Sinaes e membro da Sociedade Brasileira de Microondas e Optoeletrônica - SBMO

O Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia do Rio Grande do Norte iniciou em 1985 suas atividades editoriais com a publicação da Revista da ETRN, que a partir de 1999 se transformou na Revista Holos, em formato impresso e, posteriormente, eletrônico. Em 2004, foi criada a Diretoria de Pesquisa que fundou, em 2005, a editora do IFRN. A publicação dos primeiros livros da Instituição foi resultado de pesquisas dos professores para auxiliar os estudantes nas diversas disciplinas e cursos.

Buscando consolidar uma política editorial cuja qualidade é prioridade, a Editora do IFRN, na sua função de difusora do conhecimento já contabiliza várias publicações em diversas áreas temáticas.

Este livro apresenta uma análise teórica para a obtenção de resultados numéricos, das características de espalhamento, de superfícies seletivas em frequência compostas por arranjos periódicos de elementos do tipo patch perfeitamente condutor. Técnicas de análise aproximadas e de onda completa são consideradas. A análise de onda completa é efetuada utilizando-se o método da linha de transmissão equivalente em combinação com o método de Galerkin. Nas análises, são consideradas diferentes geometrias de patches. São analisadas estruturas com dielétricos isotrópicos e anisotrópicos, com anisotropia uniaxial. São efetuadas comparações com resultados teóricos e experimentais apresentados na literatura e obtidos pelo autor. Rotinas computacionais, utilizadas nas análises apresentadas, elaboradas no programa computacional Matlab®, são fornecidas no final de alguns capítulos.