



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

**ANÁLISE TEÓRICA E EXPERIMENTAL DE SUPERFÍCIES
SELETIVAS DE FREQUÊNCIA E SUAS APLICAÇÕES EM
ANTENAS PLANARES**

LINCOLN MACHADO DE ARAÚJO

Orientador: Prof. Dr. Antônio Luiz Pereira de Siqueira Campos

NATAL – RN

2009

Livros Grátis

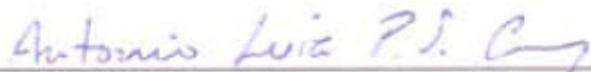
<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.

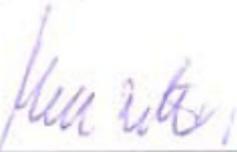
ANÁLISE TEÓRICA E EXPERIMENTAL DE SUPERFÍCIES
SELETIVAS DE FREQUÊNCIA E SUAS APLICAÇÕES EM
ANTENAS PLANARES

LINCOLN MACHADO DE ARAÚJO

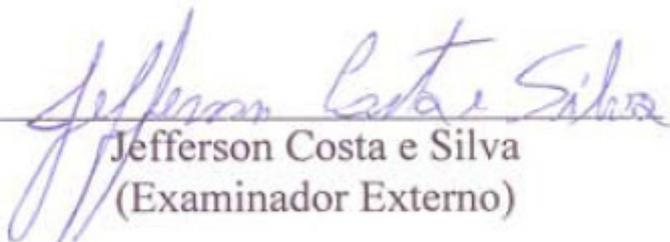
Dissertação submetida ao corpo docente do
Programa de Pós-Graduação em Engenharia
Elétrica e da Computação da Universidade
Federal do Rio Grande do Norte como parte
dos requisitos necessários para obtenção do
grau de MESTRE EM CIÊNCIAS.



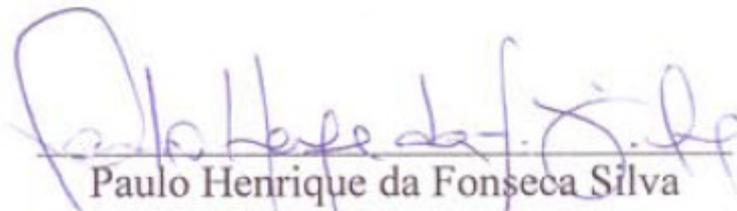
Antônio Luiz Pereira de Siqueira
Campos (Orientador)



Ronaldo de Andrade Martins
Campos (Examinador Interno)



Jefferson Costa e Silva
(Examinador Externo)



Paulo Henrique da Fonseca Silva
(Examinador Interno)

NATAL - RN

A todos aqueles que eu amo, com carinho.

AGRADECIMENTOS

A Deus, pela minha saúde e por mais esta vitória.

Ao Prof. Antônio Luiz Pereira de Siqueira Campos, pela orientação e por tudo que ele representa como Educador, Pesquisador, Professor e Amigo.

Ao Prof. Adaildo Gomes d'Assunção, por todas as suas contribuições diretas ou indiretas no desenvolvimento desse trabalho.

Aos meus grandes amigos Robson Cipriano e Iradilson Costa pela grande paciência e companheirismo em todos os momentos, além das significantes contribuições para o desenvolvimento desse trabalho.

Ao Prof. Joilson Batista de Almeida Rêgo, pelos conselhos e amizade.

Aos demais professores, funcionários e amigos da UFRN e UnP.

À minha mãe, Germana, e ao meu pai, Ítalo, por tudo o que eles tem me dado durante todos estes anos.

Às minhas irmãs Lorena e Loraine por toda a ajuda que puderam me dar, e à minha namorada, Francismara pelo carinho, paciência e estímulo.

Este trabalho contou com o suporte financeiro e técnico do CNPQ.

RESUMO

Este trabalho apresenta uma análise teórica e numérica de estruturas que utilizam superfícies seletivas de frequência aplicadas a antenas do tipo *patch*. Para isso, é utilizado o método das diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD) visando determinar os campos refletidos a partir de uma onda plana incidente no domínio do tempo.

As aplicações das superfícies seletivas de frequência e antenas *patch* abrangem uma grande área das Telecomunicações, principalmente em comunicações móveis e vão desde filtros até as antenas banda larga.

Especificamente, a análise usa os campos transmitidos e refletidos obtidos no domínio do tempo, em conjunto com transformada de Fourier permitindo a obtenção dos parâmetros de transmissão da antena.

A condição de contorno absorvedora utilizada foi a de camada perfeitamente casada (PML), permitindo a determinação numérica dos campos com uma quantidade menor de interferências provenientes de reflexões nos limites do espaço discretizado.

São considerados *patches* retangulares condutores sobre uma camada dielétrica e alimentados por linha de microfita. Foram analisadas superfícies seletivas de frequência periódicas e quase periódicas tanto no plano de terra quanto no plano do próprio *patch*.

É realizada uma revisão bibliográfica a respeito da utilização de superfícies seletivas de frequência em antenas *patch*. Também são comparados resultados numéricos e medidos para a perda de retorno das estruturas analisadas.

São apresentadas, ainda, sugestões de continuidade para este trabalho.

Palavras-Chave: Simulação Eletromagnética, FDTD, FSS, Antenas Patch, PML, EBG

ABSTRACT

This work presents a theoretical and numerical analysis of structures using frequency selective surfaces applied on patch antennas. The FDTD method is used to determine the time domain reflected fields.

Applications of frequency selective surfaces and patch antennas cover a wide area of telecommunications, especially mobile communications, filters and WB antennas. scattering parameters are obtained from Fourier Transformer of transmitted and reflected fields in time domain.

The PML are used as absorbing boundary condition, allowing the determination of the fields with a small interference of reflections from discretized limit space. Rectangular patches are considered on dielectric layer and fed by microstrip line.

Frequency selective surfaces with periodic and quasi-periodic structures are analyzed on both sides of antenna. A literature review of the use of frequency selective surfaces in patch antennas are also performed.

Numerical results are also compared with measured results for return loss of analyzed structures. It is also presented suggestions of continuity to this work.

SUMÁRIO

CAPÍTULO 1 – INTRODUÇÃO	1
CAPÍTULO 2 – DIFERENÇAS FINITAS NO DOMÍNIO DO TEMPO	3
2.1 – Breve Histórico.	3
2.2 – Formulação	5
2.3 – Vantagens e Desvantagens do Método FDTD.	12
2.4 – Conclusão.	14
CAPÍTULO 3 – ESTABILIDADE E CONDIÇÕES DE CONTORNO ABSORVEDORAS	16
3.1 – Estabilidade Numérica e Dispersão	16
3.2 – Condições de Contorno Absorvedoras	20
3.4 – Conclusão	29
CAPÍTULO 4 – ANÁLISE DE ANTENAS PATCH UTILIZANDO O MÉTODO FDTD.	31
4.1 – Antenas <i>Patch</i>	31
4.2 – Modelagem de Antenas Patch utilizando FDTD	33
4.3 – Resultados.	38
4.5 – Conclusão	43
CAPÍTULO 5 – SUPERFÍCIES SELETIVAS DE FREQUÊNCIA	44
5.1 – Introdução	44
5.2 – Novos Arranjos para Superfícies Seletivas de Frequência.	46
5.3 – Conclusão	54
CAPÍTULO 6 – ESTRUTURAS BASEADAS EM ANTENAS <i>PATCH</i> E SUPERFÍCIES SELETIVAS DE FREQUÊNCIA	55
6.1 – Introdução	55
6.2 – Estruturas Compostas	54
6.4 – Conclusão	59
CAPÍTULO 7 – RESULTADOS.	60
7.1 – Estruturas Investigadas.	60
7.2 – Resultados e Discussão	62
7.3 – Conclusão.	66

CAPÍTULO 8 – CONCLUSÃO	67
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	69

LISTA DE FIGURAS

2.1 – Célula de Yee.	8
2.2 – Representação dos campos de uma onda plana que se propaga na direção x.	8
2.3 – Variação dos valores de campo no interior de uma única célula com relação ao tempo.	9
2.4 – Algoritmo básico do método FDTD.	14
3.1 – Espaço discretizado em duas dimensões e a localização da PML.	23
4.1 – Antena <i>Patch</i>	32
4.2 – Alimentação Coaxial.	33
4.3 - a) Acoplamento por abertura. b) Acoplamento por proximidade.	33
4.4 – Dimensões de uma antena de microfita com <i>patch</i> quadrado.	34
4.5 – Plano x-y e y-z da antena <i>patch</i>	34
4.6 – Espaço computacional discretizado.	36
4.7 – Resposta da antena no domínio do tempo.	37
4.8 - Comparação entre a perda de retorno medida e simulada.	38
4.9 – Primeira antena do primeiro grupo de antenas.	39
4.10 – Comparação entre a perda de retorno medida e simulada.	40
4.11 – Primeira antena do segundo grupo de antenas.	41
4.12 – Comparação entre perda de retorno medida e simulada para a primeira antena do segundo tipo.	41
4.13 – Comparação entre perda de retorno medida e simulada para a segunda antena do segundo tipo (75% da antena original)	42
4.14 – Comparação entre perda de retorno medida e simulada para a terceira antena do segundo tipo (50% da antena original)	42
5.1 – a) FSS composta por elementos do tipo <i>patch</i> . b) FSS composta por elementos do tipo abertura.	44
5.2 – Nome e forma dos elementos mais comumente encontrados na literatura aplicados em FSS.	45
5.3 – Elemento convolucionado [28]	47
5.4 – FSS com compósitos metálicos [29].	47

5.5 – Elementos convolucionados usados em [30]	48
5.6 – Superfície Texturizada utilizada em [31]	48
5.7 – Estrutura proposta em [32]	49
5.8 – FSS com Guias de Onda Incorporados [33]	49
5.9 – FSS com múltiplas camadas e guias de onda incorporados ao substrato [34]	51
5.10 – Ilustração para: a) Primeira estrutura; b) Segunda estrutura [35]	51
5.11 – FSS para vários ângulos de inclinação [36]	53
5.12 – FSS composta por uma grade metálica, espiras retangulares e capacitores [37]	53
6.1 – EBG aplicada na redução de ondas de superfície em antenas do tipo <i>patch</i> : a) Visão de Cima. b) Plano de terra com aberturas circulares.	56
6.2 – MEBG aplicada em uma antena <i>patch</i> . a) Visão lateral. b) Visão de cima.	56
6.3 – Antena <i>patch</i> sob superestrato composto por duas FSS.	57
6.4 – Aplicação utilizando uma FSS em substituição ao Plano de terra.	57
6.5 – Estrutura composta por um arranjo quase periódico no substrato, uma antena dipolo e uma FSS composta de dipolos metálicos como superestrato sobre um plano de terra.	58
6.6 – Arranjo quase periódico.	58
7.1 – Dimensões da antena <i>patch</i> padrão desenvolvida nesse trabalho.	60
7.2 – Comparação entre a perda de retorno medida e simulada através do método FDTD.	61
7.3 – Elemento da FSS empregado nas estruturas em estudo nesse trabalho e coeficiente de transmissão em dB obtido através do Ansoft Designer.	61
7.4 – Representação das estruturas analisadas.	62
7.5 – Comparação dos resultados medidos e simulados através do método FDTD para perda de retorno.	64
7.6 – Comparação entre perda de retorno da antena <i>patch</i> padrão e da Estrutura 1.	65
7.7 - Comparação entre perda de retorno da antena <i>patch</i> padrão e da Estrutura 2.	65
7.8 - Comparação entre perda de retorno da antena <i>patch</i> padrão e da Estrutura 3.	65

LISTA DE SÍMBOLOS E ABREVIATURAS

FSS	<i>Frequency selective surface</i> (Superfície seletiva de frequência)
FDTD	<i>Finite difference time domain</i> (Diferenças finitas no domínio do tempo)
PML	<i>Perfect matched layer</i> (Camada perfeitamente casada)
ABC	<i>Absorber boundary condition</i> (Condição de contorno absorvedora)
TLM	<i>Transmission line method</i> (Método da linha de transmissão)
∇	Operador nabla
\vec{E}	Vetor campo elétrico
\vec{E}_x	Vetor campo elétrico na direção x
\vec{E}_y	Vetor campo elétrico na direção y
\vec{E}_z	Vetor campo elétrico na direção z
\vec{B}	Vetor densidade de fluxo magnético
\vec{M}	Vetor corrente magnética
M_c	Densidade de corrente magnética de indução
M_i	Densidade de corrente magnéticas superficial
\vec{H}	Vetor campo magnético
\vec{D}	Vetor densidade de fluxo elétrico
\vec{J}	Vetor densidade de corrente
\vec{J}_c	Densidade de corrente elétrica de indução
\vec{J}_i	Densidade de corrente elétrica superficial
ρ_m	Densidade de cargas magnéticas
ρ_e	Densidade de cargas elétricas
ϵ	Permissividade elétrica
μ	Permeabilidade magnética
TEM	Transversal Electromagnetic (Transversal Eletromagnético)

Δx	Dimensão x da célula de Yee
Δy	Dimensão y da célula de Yee
Δz	Dimensão z da célula de Yee
Δt	Passo de tempo
MEMS	<i>Microelectromechanical systems</i> (Sistemas microeletromecânicos)
k	Número de onda
UWB	<i>Ultra wide band</i> (banda ultra larga)
PBG	<i>Photonic Band Gap</i>
MEBG	EBG Metalodielétrica
FE-BI	<i>Finite Elements Boundary Integral</i> (Elementos finitos com Contorno Integral)
SIW	<i>Substrate Integrated Waveguide</i> (Substrato integrado a guias de onda)
GPS	<i>Global Positioning System</i> (Sistema de posicionamento global)

CAPÍTULO 1

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. As antenas do tipo *patch* vêm recebendo grande atenção pela capacidade de atender a esses requisitos.

Apesar de sua grande utilização em comunicações móveis, como em dispositivos de localização por satélite e aparelhos celulares, as antenas do tipo *patch* apresentam algumas limitações práticas tradicionais como a pequena largura de banda e baixa eficiência. Recentemente avanços importantes têm sido feitos mostrando os benefícios da aplicação de superfícies seletivas em frequência (*Frequency Selective Surface* - FSS) em antenas do tipo *patch* como o aumento da largura de banda, aumento do ganho e alterações no diagrama de radiação.

A utilização de superfícies seletivas de frequência como superestrato é capaz de proporcionar significativas variações no diagrama de radiação de antenas *patch*. Essa variação está diretamente relacionada com o formato da FSS utilizada, podendo ser utilizada com o objetivo de gerar lóbulos adicionais no diagrama de radiação ou aumentar a diretividade.

Superfícies seletivas de frequência sobre antenas *patch* também podem ser empregadas na alteração das frequências de ressonância. O formato do elemento empregado no arranjo periódico, assim como a distância entre o plano que compreende a superfície da antena *patch* e o plano que compreende a FSS, pode ser empregado na reconfiguração da frequência de ressonância da estrutura.

Arranjos finitos e quase periódicos também podem ser empregados no mesmo plano que a antena *patch* visando um aumento na eficiência da transmissão. O arranjo de elementos do tipo *patch* ao redor da antena é responsável por reduzir de forma significativa a propagação de ondas de superfície, aumentando a quantidade de potência transmitida. Quando os elementos são ligados ao plano de terra através de linhas condutoras, também impedem a propagação de modos espúrios no interior do substrato, permitindo assim uma eficiência ainda maior.

As FSS são estruturas formadas por um arranjo tradicionalmente periódico de elementos do tipo *patch* ou por elementos do tipo abertura, ou ainda, uma combinação dos dois tipos de elementos. Estruturas de FSS com elementos do tipo abertura podem ser usadas para fornecer características passa-faixa enquanto que estruturas do tipo *patch* apresentam características de filtro rejeita-faixa.

Arranjos periódicos com elementos ativos empregados em antenas *patch* podem ser usados no futuro em antenas capazes de alterar seu diagrama de radiação e suas frequências de operação. Podendo ser empregadas em sistemas de radar, antenas adaptativas e reconfiguráveis de baixo custo. Nestes arranjos dispositivos semicondutores são empregados permitindo o controle sobre a passagem de cargas entre os elementos.

Neste trabalho, é efetuada uma análise de onda completa de estruturas baseadas em antenas do tipo *patch* em conjunto com superfícies seletivas de frequência. O método das diferenças finitas no domínio do tempo (*Finite Difference on Time Domain* – FDTD) foi empregado na simulação das estruturas. Através desse método toda a estrutura e o espaço ao seu redor é discretizado através de células espaciais tridimensionais. Uma condição de contorno absorvedora de camada perfeitamente casada (PML) também foi implementada com a finalidade de reduzir a interferência das reflexões provenientes dos limites do espaço discretizado. Os parâmetros de transmissão foram obtidos através da razão entre a transformada de Fourier dos campos refletidos e incidentes no domínio do tempo.

No Capítulo 2, é apresentada uma descrição do método FDTD, mostrando-se um breve histórico, o algoritmo básico do método, a formulação matemática das equações de atualização e suas principais vantagens e desvantagens.

No Capítulo 3, é apresentada a formulação da região de contorno absorvedora de camada perfeitamente casada e as condições de estabilidade e dispersão do método das diferenças finitas no domínio do tempo.

No Capítulo 4, é realizada uma introdução às antenas de microfita do tipo *patch* e a metodologia empregada na sua modelagem através do método FDTD. Além disso, é apresentada uma comparação entre resultados medidos e simulados de antenas do tipo *patch* convencionais.

No Capítulo 5, é apresentada uma breve introdução e funcionamento básico de uma superfície seletiva de frequência assim como as novas configurações em que estão sendo empregadas.

No Capítulo 6, é mostrada uma revisão bibliográfica de trabalhos que empregaram estruturas periódicas ou quase periódicas de elementos do tipo *patch* condutor e abertura em antenas de microfita.

No Capítulo 7, são apresentados os resultados numéricos e medidos para as características de transmissão de estruturas baseadas em antenas com *patch* retangular e uma superfície seletiva de frequência utilizando a cruz de Jerusalém como elemento.

Finalmente, no Capítulo 8, são apresentadas as conclusões dos principais aspectos abordados neste trabalho e encaminhadas sugestões para a sua continuidade.

CAPÍTULO 2

DIFERENÇAS FINITAS NO DOMÍNIO DO TEMPO

2.1 – Breve Histórico

Historicamente, os primeiros passos para a concepção do método das diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD) foram dados em 1966 por KANE S. YEE [1]. Nesse trabalho Yee mostrou uma formulação das equações de Maxwell baseada em diferenças finitas em substituição às derivadas parciais presentes nos operadores. Essa formulação permitiu a representação do espaço através de células espaciais de tamanho finito e a passagem do tempo através de passos de tempo (time-step). Através dessa representação discreta foi possível desenvolver um algoritmo capaz de simular a propagação de um pulso eletromagnético em um meio isotrópico utilizando em um espaço unidimensional e bidimensional.

Em 1975 Allen Taflove e Morris E. Brodwin reformularam os critérios de estabilidade desenvolvidos por Yee e estenderam a sua formulação para espaços tridimensionais [2], onde simularam a propagação de ondas planas senoidais em cilindros dielétricos.

Richard Holland desenvolveu, em 1977, um software chamado Threde capaz de simular a resposta no domínio do tempo de estruturas tridimensionais complexas como aviões excitadas por ondas eletromagnéticas não-planas [3]. Esse software conseguia prever a tensão elétrica, densidade de corrente superficial e a densidade de carga superficial sobre uma fuselagem metálica no domínio do tempo.

Em 1981 Gerrit Mur desenvolveu condições de contorno absorvedoras (ABC) aplicáveis ao método das diferenças finitas no domínio do tempo para espaços bidimensionais e tridimensionais. As equações que descreviam a atualização dos campos na região absorvedora dispensavam o armazenamento de valores passados de campo e apresentavam grande estabilidade numérica [4].

Korada Umashankar E Allen Taflove, em 1982, desenvolveram um novo método para a análise de espalhamento eletromagnético de estruturas de geometria

complexa [5]. Devido à dificuldade de calcular as correntes induzidas na superfície de estruturas complexas, necessárias para a análise tradicional de campo distante, a estrutura a ser analisada é posta no interior de uma estrutura virtual baseada em um paralelepípedo. De acordo com o princípio da equivalência, o campo irradiado provenientes das correntes induzidas nas paredes desse paralelepípedo é equivalente ao campo irradiado pela própria estrutura.

Em 1986 Dok Hee Choi e Wolfgang J. R. Hoefer mostraram os benefícios e a versatilidade do método FDTD frente ao método TLM quando aplicados na análise de linhas de transmissão com substratos anisotrópicos e estruturas não-homogêneas [6]. Nesse artigo também foi possível observar a economia computacional e a ausência de erros na região de contorno do substrato.

Dennis M. Sullivan et. al., em 1988, apresentaram um estudo sobre a taxa de absorção de radiação por um ser humano utilizando o método FDTD [7]. Nesse trabalho foi mostrada uma comparação entre três modelos distintos: um corpo humano modelado com estrutura homogênea, não homogênea e não-homogênea sobre um plano de terra.

Ainda em 1988 Xiaolei Zhang et. al., mostraram como utilizar o método FDTD para obter as características de dispersão de estruturas baseadas em microfita [8]. Os parâmetros de espalhamento foram obtidos calculando a transformada de Fourier da resposta no domínio do tempo a um pulso gaussiano.

Raymond Luebbers et. al., em 1990, mostraram uma nova formulação para representar materiais cujas propriedades são dependentes da frequência em FDTD [9]. A nova formulação foi baseada na formulação de Debye, onde um termo adicional é empregado para representar a permissividade complexa e sua dependência com a frequência.

Em 1991 Panayiotis A. Tirkas e Constantine A. Balanis mostraram uma comparação entre resultados medidos e simulados através do método FDTD para o diagrama de radiação de uma antena corneta [10].

Eiichi Sano e Tsugumishi Shibata, em 1990, propuseram uma aplicação para o método das diferenças finitas no domínio do tempo na análise e caracterização de comutadores fotocondutivos de alto desempenho [11]. Demonstrando a capacidade do método em simular o comportamento de pulsos elétricos sobre estruturas tridimensionais em escalas de tempo da ordem de picosegundos.

Em 1992 Wenquan Sui et. al. estenderam as equações tradicionais utilizadas no método FDTD para representar dispositivos elétricos passivos como resistores e capacitores, assim como elementos ativos como diodos e transistores [12]. A possibilidade de simular componentes dessa natureza permitiu simular o comportamento de circuitos mais complexos.

Berenger apresentou em 1994 a formulação para uma região de contorno absorvedor (ABC) de alto desempenho aplicável a simulações utilizando FDTD capaz de ser empregada em espaços bidimensionais [13]. O princípio de funcionamento dessa região absorvedora se baseava em uma região de impedância casada cuja condutividade era incrementada na medida em que a onda se propaga por seu interior, ficando conhecida pela sigla PML (Perfect Matched Layer). Ainda nesse mesmo ano Daniel S. Katz et. al. estenderam a formulação apresentada por Berenger para espaços tridimensionais [14].

2.1 – Formulação

O método FDTD é caracterizado como um método de onda completa, uma vez que as equações utilizadas são derivadas diretamente das leis de Maxwell. A partir da formulação das leis de Maxwell no domínio do tempo podemos encontrar o valor do campo elétrico e magnético de qual quer ponto do espaço. As equações de Maxwell que expressão a dependência dos campos em função do tempo e do espaço são dadas por [15]:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - \vec{M} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_v \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = \rho_m \quad (2.4)$$

Onde \vec{E} representa o vetor campo elétrico em volts por metro, \vec{D} é o vetor densidade de fluxo elétrico em coulombs por metro quadrado, \vec{H} é o vetor campo magnético em amperes por metro, \vec{B} é o vetor densidade de fluxo magnético em webers por metro quadrado, \vec{J} é o vetor densidade de corrente em amperes por metro quadrado, \vec{M} é o vetor densidade de corrente magnética em volts por metro quadrado, ρ_v é a densidade de cargas elétricas em coulombs por metro cúbico e ρ_m é a densidade de cargas magnéticas dada em webers por metro cúbico.

Com o objetivo de caracterizar um meio da forma mais completa podemos incluir nas equações (2.1) e (2.2) a presença de permissividade elétrica, a permeabilidade magnética, a densidade de corrente elétrica de indução, densidade de corrente elétrica superficial, condutividade elétrica, densidade de corrente magnética de indução, densidade de corrente magnética superficial e condutividade magnética dadas por:

$$\vec{J} = \vec{J}_c + \vec{J}_i \quad (2.5)$$

$$\vec{J}_c = \sigma^e \vec{E} \quad (2.6)$$

$$\vec{M} = \vec{M}_c + \vec{M}_i \quad (2.7)$$

$$\vec{M}_c = \sigma^m \vec{H} \quad (2.8)$$

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (2.9)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (2.10)$$

Onde \vec{J}_c é a densidade de corrente elétrica de indução, \vec{J}_i é a densidade de corrente elétrica superficial, σ^e é a condutividade elétrica dada em siemens por metro, M_c é a densidade de corrente magnética de indução, M_i é a densidade de corrente magnéticas superficial, μ é a permeabilidade magnética em Henry por metro e ϵ é a permissividade elétrica dada por farad por metro.

Substituindo as equações (2.5)-(2.10) em (2.1) e (2.2) obtemos (2.11) e (2.12), que são as equações responsáveis por calcular o valor do campo elétrico e magnético em

uma determinada posição do espaço em um determinado tempo levando-se em consideração as principais características do meio.

$$\nabla \times \vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sigma^e \vec{E} + \vec{J}_i \quad (2.11)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} - \sigma^m \vec{H} - \vec{M}_i \quad (2.12)$$

Para aplicações mais simples onde a corrente elétrica induzida, permissividade relativa do meio ou alguma das outras propriedades do meio não sejam relevantes algumas dessas variáveis podem ser desconsideradas a fim de simplificar as equações e consequentemente reduzir a quantidade total de cálculos realizados pelo computador. De forma semelhante, é possível inserir outras variáveis de modo a permitir que meios mais complexos como o plasma não magnetizado, meio de Lorentz e materiais cujo valor da condutividade e permissividade varie com a frequência possam ser simulados utilizando FDTD [16].

Separando os componentes de campo em componentes cartesianos as equações (2.11) e (2.12) dão origem ao seguinte conjunto de equações:

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_x} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - \sigma_x^e E_x - J_{ix} \right) \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_y} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} - \sigma_y^e E_y - J_{iy} \right) \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_z} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - \sigma_z^e E_z - J_{iz} \right) \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu_x} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} - \sigma_x^m H_x - M_{ix} \right) \quad (2.16)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu_y} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} - \sigma_y^m H_y - M_{iy} \right) \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu_z} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} - \sigma_z^m H_z - M_{iz} \right) \quad (2.18)$$

Yee encontrou uma forma de agrupar os componentes de campo elétrico e magnético na forma cartesiana em uma célula espacial de tamanho finito em um espaço tridimensional [1]. Como pode ser visto na Figura 2.1, na célula de Yee os componentes vetoriais correspondentes ao campo magnético se localizam no centro de cada plano que compõe o paralelepípedo.

Assumindo uma onda plana se propagando no vácuo em modo TEM na direção x , pode-se observar através da Figura 2.2 que o vetor campo magnético é calculado no centro da célula de Yee, sendo localizada no eixo x no ponto $P(\Delta x/2)$, onde Δx corresponde ao tamanho da célula na direção x .

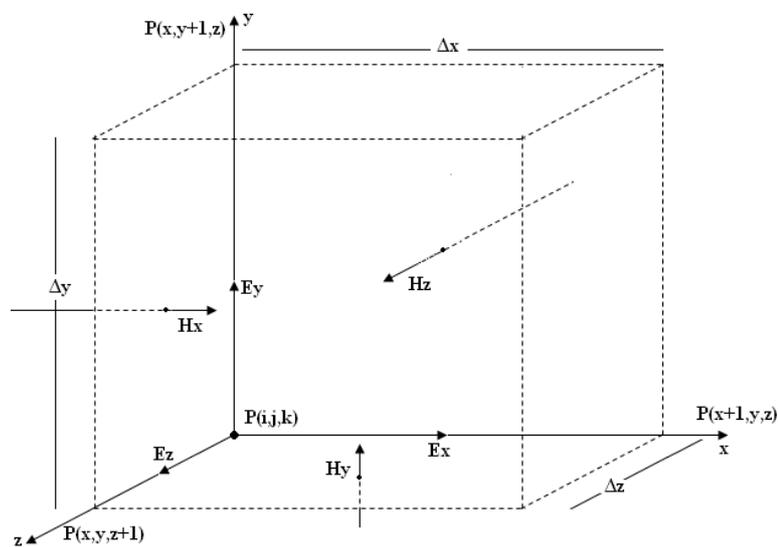


Figura 2.1 – Célula de Yee.

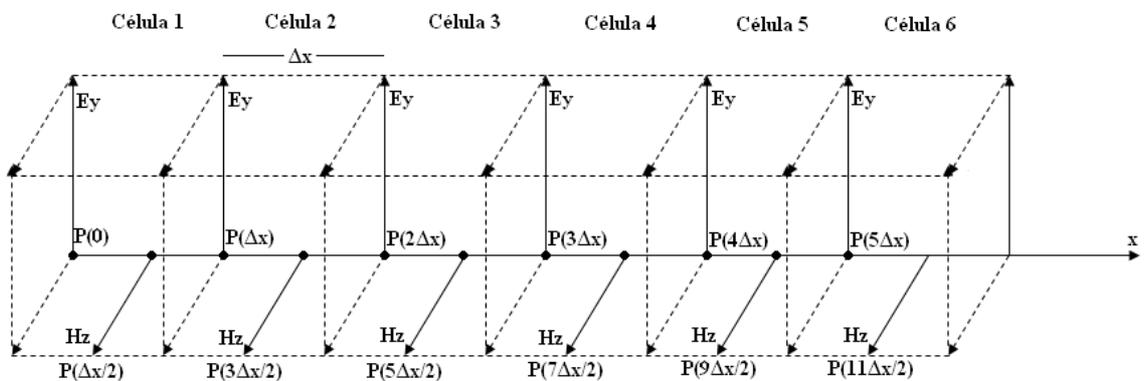


Figura 2.2 – Representação dos campos de uma onda plana que se propaga na direção x .

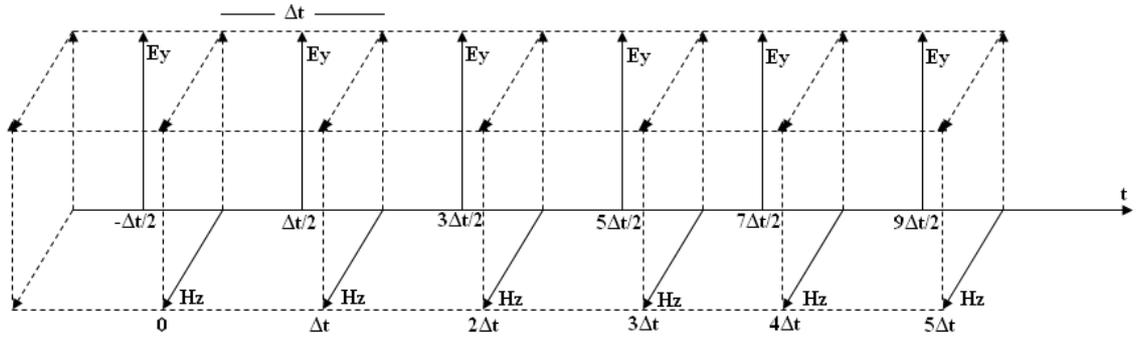


Figura 2.3 – Variação dos valores de campo no interior de uma única célula com relação ao tempo.

Da mesma forma, podemos observar através da Figura 2.3 a variação dos valores da célula de Yee com o decorrer do tempo, onde Δt representa o passo de tempo entre a atualização dos respectivos campos. Para o cenário descrito na Figura 2.2 podemos simplificar as equações (2.13)-(2.18) de modo a representar apenas um par de componentes de campo e a não-existência de densidades de corrente. Dessa forma obtemos:

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = -\frac{1}{\epsilon_y} \frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_z} \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (2.20)$$

Utilizando a definição de derivadas parciais e a localização dos componentes de campo na Figura 2.2 e Figura 2.3 podemos reescrever as equações (2.19) e (2.20) na forma expandida:

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{E_y^{n+1/2}(k) - E_y^{n-1/2}(k)}{\Delta t} = -\frac{1}{\epsilon_y} \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{H_z^n(k+1/2) - H_z^n(k-1/2)}{\Delta x} \quad (2.21)$$

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{H_z^{n+1}(k+1/2) - H_z^n(k+1/2)}{\Delta t} = -\frac{1}{\mu_y} \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{E_y^{n+1/2}(k+1) - E_y^{n+1/2}(k)}{\Delta x} \quad (2.22)$$

Onde o expoente dos campos representa o tempo $t = n\Delta t$, e o valor entre parênteses representa a posição no espaço $x = k\Delta x$.

As equações (2.21) e (2.22) mostram que para uma solução exata seria necessário utilizar células espaciais de dimensões e passo de tempo desprezível. Computacionalmente isso significa que o hardware deveria possuir a capacidade de representar valores infinitamente pequenos para armazenar as dimensões das células e o passo de tempo. Também deveria possuir uma quantidade de memória tendendo ao infinito, uma vez que seria necessária uma quantidade igualmente grande para que fosse possível armazenar tamanha quantidade de células. Por fim, o tempo necessário para a realização da simulação também tenderia ao infinito, tornando o método totalmente inviável.

A utilização de uma derivada numérica torna possível a sua realização computacional, embora insira em cada solução um erro a ser considerado. Dessa forma as equações (2.21) e (2.22) se tornam:

$$\frac{E_y^{n+1/2}(k) - E_y^{n-1/2}(k)}{\Delta t} = -\frac{1}{\varepsilon_y} \frac{H_z^n(k+1/2) - H_z^n(k-1/2)}{\Delta x} \quad (2.23)$$

$$\frac{H_z^{n+1}(k+1/2) - H_z^n(k+1/2)}{\Delta t} = -\frac{1}{\mu_y} \frac{E_y^{n+1/2}(k+1) - E_y^{n+1/2}(k)}{\Delta x} \quad (2.24)$$

Analisando as equações (2.23) e (2.24) observa-se que está sendo utilizado convenientemente uma derivada numérica com diferença central, o que proporciona uma precisão de segunda ordem [15]. Como resultado o erro gerado por essa derivada numérica se reduz a um quarto quando se reduz o tamanho da célula ou do passo de tempo pela metade.

Isolando os termos futuros nas equações (2.23) e (2.24) chegamos a:

$$E_y^{n+1/2}(k) = E_y^{n-1/2}(k) - \frac{\Delta t}{\Delta x \varepsilon_y} (H_z^n(k+1/2) - H_z^n(k-1/2)) \quad (2.25)$$

$$H_z^{n+1}(k+1/2) = H_z^n(k+1/2) - \frac{\Delta t}{\Delta x \mu_y} (E_y^{n+1/2}(k+1) - E_y^{n+1/2}(k)) \quad (2.26)$$

Aplicando o mesmo raciocínio às equações (2.13)-(2.18) obtemos [15]:

$$\begin{aligned}
 E_x^{n+1}(i, j, k) &= \frac{2\varepsilon_x(i, j, k) - \Delta t \sigma_x^e(i, j, k)}{2\varepsilon_x(i, j, k) + \Delta t \sigma_x^e(i, j, k)} E_x^n(i, j, k) \\
 &+ \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon_x(i, j, k) + \Delta t \sigma_x^e(i, j, k))\Delta y} (H_z^{n+1/2}(i, j, k) - H_z^{n+1/2}(i, j-1, k)) \\
 &- \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon_x(i, j, k) + \Delta t \sigma_x^e(i, j, k))\Delta z} (H_z^{n+1/2}(i, j, k) - H_z^{n+1/2}(i, j, k-1)) \\
 &- \frac{2\Delta t}{2\varepsilon_x(i, j, k) + \Delta t \sigma_x^e(i, j, k)} J_{ix}^{n+1/2}(i, j, k)
 \end{aligned} \tag{2.27}$$

$$\begin{aligned}
 E_y^{n+1}(i, j, k) &= \frac{2\varepsilon_y(i, j, k) - \Delta t \sigma_y^e(i, j, k)}{2\varepsilon_y(i, j, k) + \Delta t \sigma_y^e(i, j, k)} E_y^n(i, j, k) \\
 &+ \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon_y(i, j, k) + \Delta t \sigma_y^e(i, j, k))\Delta z} (H_z^{n+1/2}(i, j, k) - H_z^{n+1/2}(i, j, k-1)) \\
 &- \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon_y(i, j, k) + \Delta t \sigma_y^e(i, j, k))\Delta x} (H_z^{n+1/2}(i, j, k) - H_z^{n+1/2}(i-1, j, k)) \\
 &- \frac{2\Delta t}{2\varepsilon_y(i, j, k) + \Delta t \sigma_y^e(i, j, k)} J_{iy}^{n+1/2}(i, j, k)
 \end{aligned} \tag{2.28}$$

$$\begin{aligned}
 E_z^{n+1}(i, j, k) &= \frac{2\varepsilon_z(i, j, k) - \Delta t \sigma_z^e(i, j, k)}{2\varepsilon_z(i, j, k) + \Delta t \sigma_z^e(i, j, k)} E_z^n(i, j, k) \\
 &+ \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon_z(i, j, k) + \Delta t \sigma_z^e(i, j, k))\Delta x} (H_z^{n+1/2}(i, j, k) - H_z^{n+1/2}(i-1, j, k)) \\
 &- \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon_z(i, j, k) + \Delta t \sigma_z^e(i, j, k))\Delta y} (H_z^{n+1/2}(i, j, k) - H_z^{n+1/2}(i, j-1, k)) \\
 &- \frac{2\Delta t}{2\varepsilon_z(i, j, k) + \Delta t \sigma_z^e(i, j, k)} J_{iz}^{n+1/2}(i, j, k)
 \end{aligned} \tag{2.29}$$

$$\begin{aligned}
 H_x^{n+1/2}(i, j, k) &= \frac{2\mu_x(i, j, k) - \Delta t \sigma_x^m(i, j, k)}{2\mu_x(i, j, k) + \Delta t \sigma_x^m(i, j, k)} H_x^{n-1/2}(i, j, k) \\
 &+ \frac{2\Delta t}{(2\mu_x(i, j, k) + \Delta t \sigma_x^m(i, j, k))\Delta z} (E_y^n(i, j, k+1) - E_y^n(i, j, k)) \\
 &- \frac{2\Delta t}{(2\mu_x(i, j, k) + \Delta t \sigma_x^m(i, j, k))\Delta y} (E_z^n(i, j+1, k) - E_z^n(i, j, k))
 \end{aligned}$$

$$-\frac{2\Delta t}{2\mu_x(i, j, k) + \Delta t\sigma_x^m(i, j, k)}M_{ix}^n(i, j, k) \quad (2.30)$$

$$\begin{aligned} H_y^{n+1/2}(i, j, k) &= \frac{2\mu_y(i, j, k) - \Delta t\sigma_y^m(i, j, k)}{2\mu_y(i, j, k) + \Delta t\sigma_y^m(i, j, k)}H_y^{n-1/2}(i, j, k) \\ &+ \frac{2\Delta t}{(2\mu_y(i, j, k) + \Delta t\sigma_y^m(i, j, k))\Delta x}(E_z^n(i+1, j, k) - E_z^n(i, j, k)) \\ &- \frac{2\Delta t}{(2\mu_y(i, j, k) + \Delta t\sigma_y^m(i, j, k))\Delta z}(E_x^n(i, j, k+1) - E_x^n(i, j, k)) \\ &- \frac{2\Delta t}{2\mu_y(i, j, k) + \Delta t\sigma_y^m(i, j, k)}M_{iy}^n(i, j, k) \end{aligned} \quad (2.31)$$

$$\begin{aligned} H_z^{n+1/2}(i, j, k) &= \frac{2\mu_z(i, j, k) - \Delta t\sigma_z^m(i, j, k)}{2\mu_z(i, j, k) + \Delta t\sigma_z^m(i, j, k)}H_z^{n-1/2}(i, j, k) \\ &+ \frac{2\Delta t}{(2\mu_z(i, j, k) + \Delta t\sigma_z^m(i, j, k))\Delta y}(E_x^n(i, j+1, k) - E_x^n(i, j, k)) \\ &- \frac{2\Delta t}{(2\mu_z(i, j, k) + \Delta t\sigma_z^m(i, j, k))\Delta x}(E_y^n(i+1, j, k) - E_y^n(i, j, k)) \\ &- \frac{2\Delta t}{2\mu_z(i, j, k) + \Delta t\sigma_z^m(i, j, k)}M_{iz}^n(i, j, k) \end{aligned} \quad (2.32)$$

As equações (2.27)-(2.32) mostram a relação mútua entre o campo elétrico e magnético, assim como a relação entre outras propriedades do meio como a permissividade elétrica, permeabilidade magnética e a condutividade elétrica. Essas equações são responsáveis por calcular os campos elétricos e magnéticos em todas as células espaciais em cada passo de tempo que compõem um universo virtual tridimensional. Também são conhecidas como *updating equations*, por serem utilizadas para atualizar o valor dos campos em todas as células durante cada passo de tempo [15].

2.2 – Vantagens e Desvantagens do método FDTD

O método FDTD parte diretamente das equações de Maxwell e apresenta considerável precisão quando são atendidas as condições de estabilidade e dispersão.

Um dos grandes diferenciais do método FDTD é a sua capacidade de obter os campos elétricos e magnéticos em qual quer lugar do espaço discretizado através das células de Yee no domínio do tempo. Essa característica pode ser empregada em análise de estruturas cujas características variem com o tempo, permitindo analisar estruturas complexas como antenas reconfiguráveis ou superfícies seletivas de frequência ativas que utilizem dispositivos semicondutores como diodos e transistores assim como chaves microeletromecânicas (MEMS) [11].

Ironicamente uma das principais desvantagens desse método é resultado fato de trabalhar no domínio do tempo. Como será visto no próximo capítulo, as dimensões da estrutura estão diretamente relacionadas com o tamanho do passo de tempo e o número de passos de tempo utilizado. Algumas estruturas requerem uma quantidade de passos de tempo grande o suficiente para que os campos transmitidos e refletidos pela estrutura possam ser separados com precisão. Além disso, uma quantidade relevante de passos de tempo é necessária para que uma quantidade relevante de reflexões provenientes da estrutura seja armazenada.

Outra dificuldade clássica do método é a de representar estruturas curvas ou de alta complexidade geométrica. Na verdade, para que estruturas como essa possam ser representadas é necessário uma grande quantidade de células espaciais de pequenas dimensões, o que nos remete a um passo de tempo pequeno e conseqüentemente um tempo maior de simulação. Além disso, qualquer tentativa de redução do número de células necessárias leva, na maioria das vezes, a um erro na discretização da estrutura a ser simulada.

Esses problemas são solúveis, porém envolvem algoritmos e abstrações físicas mais complexas como a utilização de células espaciais de formato e tamanho diferentes além do emprego de processamento paralelo em alguns dos blocos presentes no fluxograma representante do algoritmo empregado na maioria das implementações do método [17].

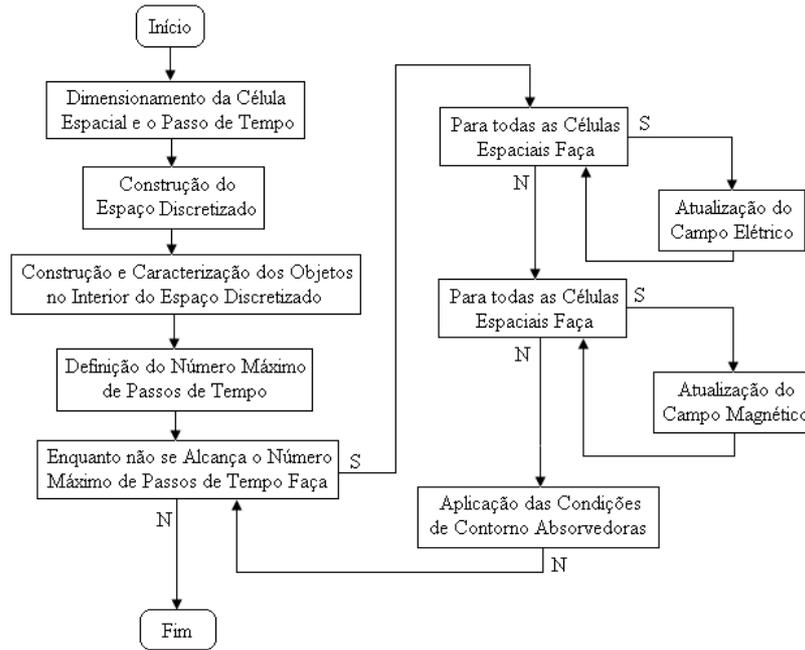


Figura 2.4 – Algoritmo básico do método FDTD.

2.3 – Conclusão

Nesse capítulo foram apresentados os princípios físicos e a formulação matemática do método FDTD tendo como ponto inicial as equações de Maxwell. Foi mostrado um breve histórico mostrando as contribuições principais acadêmicas para o desenvolvimento do método. Em seguida a formulação básica do método para um espaço unidimensional foi desenvolvido e em seguida extrapolado para três dimensões. Por fim foram apresentadas as principais vantagens e desvantagens do método.

CAPÍTULO 3

ESTABILIDADE E CONDIÇÕES DE CONTORNO ABSORVEDORES

3.1 – Estabilidade Numérica e Dispersão

A estabilidade do método FDTD está profundamente relacionada com a relação entre as dimensões das células espaciais (Δx , Δy e Δz) e o passo de tempo (Δt). Dessa forma, aplicando a *condição de Courant* chegamos a [15][16][18]:

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\left(\frac{1}{\Delta x}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta y}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta z}\right)^2}} \quad (3.1)$$

Onde c corresponde a velocidade da luz em um dado meio. Aplicando a *condição de Courant* em um espaço unidimensional a equação (3.1) se reduz a:

$$\Delta t \leq \Delta x / c \quad (3.2)$$

Essa equação mostra que uma onda não pode se propagar por uma distância maior que Δx durante um dado passo de tempo Δt . O não cumprimento dessa condição gera, durante a simulação, o aparecimento de campos espúrios que podem levar o programa a um comportamento totalmente imprevisível. A *condição de Courant* também deve ser satisfeita em meios não-homogêneos, onde a velocidade de propagação é menor que a da luz. Outros fatores além a *condição de Courant* também podem influenciar a estabilidade do método, como a passagem de uma onda por uma região de contorno absorvedora, grades espaciais não-uniformes e materiais de comportamento não-linear [15].

O fenômeno da dispersão é definido como uma variação do comprimento de onda λ em função da frequência f [19]. Sendo uma onda plana senoidal se propagando por um espaço unidimensional definida como uma função do tempo e o espaço na forma:

$$u(x, t) = e^{j(\omega t - kx)} \quad (3.3)$$

Onde $j = \sqrt{-1}$, ω é a frequência angular, t corresponde ao tempo, k é o número de onda e x corresponde à posição no eixo espacial unidimensional. Assumindo que o número de onda seja um número complexo $\tilde{k} = \tilde{k}_{real} + j\tilde{k}_{imag}$, reescrevendo a equação (3.3) substituindo os valores de distância x e tempo t por valores discretos chegamos a:

$$u(i, n) = e^{j(\omega n \Delta t - k i \Delta x)} = e^{j(\omega n \Delta t - (\tilde{k}_{real} + j\tilde{k}_{imag}) i \Delta x)} = e^{\tilde{k}_{imag} i \Delta x} e^{j(\omega n \Delta t - \tilde{k}_{real} i \Delta x)} \quad (3.4)$$

A presença de um componente imaginário no número de onda é responsável por fazer com que a amplitude da onda propagante se modifique na medida em que se propaga pelo espaço. Assim sendo, um valor positivo em \tilde{k}_{imag} implicará em um sinal cuja amplitude aumentará de forma exponencial enquanto se propaga através das células espaciais. De forma semelhante, um valor negativo de \tilde{k}_{imag} fará com que a amplitude da onda se reduza exponencialmente. Considerando uma equação de onda escalar unidimensional como sendo [19]:

$$\frac{\partial u^2}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial u^2}{\partial x^2} \quad (3.5)$$

Utilizando uma derivada numérica com diferença central de segunda ordem podemos reescrever a equação (2.37) para obter a sua equivalente discreta:

$$\frac{u_i^{n+1} - 2u_i^n + u_i^{n-1}}{(\Delta t)^2} = c^2 \left(\frac{u_{i+1}^n - 2u_i^n + u_{i-1}^n}{(\Delta x)^2} \right) \quad (3.6)$$

Onde $u_i^n = u(i\Delta x, n\Delta t) \cong u(x, t)$. Isolando o termo futuro u_i^{n+1} chegamos a:

$$u_i^{n+1} = \left(\frac{c\Delta t}{\Delta x}\right)^2 (u_{i+1}^n - 2u_i^n + u_{i-1}^n) + 2u_i^n - u_i^{n-1} \quad (3.7)$$

Como pode ser observado na equação (3.7), todas as variáveis do lado direito da equação são conhecidos, para isso é necessário apenas que valores passados u_i^{n-1} sejam previamente armazenados. A equação (2.39) pode ser utilizada como solução de uma onda escalar unidimensional para todas as células espaciais variando apenas o índice i . Da mesma forma, também pode ser utilizada repetidas vezes para obter os valores futuros como u_i^{n+2} . Um caso particular onde $c\Delta t = \Delta x$ simplifica a equação e a torna totalmente independente dos valores escolhidos para Δt e Δx . Esse caso particular é conhecido como “passo mágico” [15][16][18][19]. A equação (3.7) se reduz a:

$$u_i^{n+1} = u_{i+1}^n - 2u_i^n + u_{i-1}^n + 2u_i^n - u_i^{n-1} \quad (3.8)$$

Substituindo a equação (3.4) em (3.7) obtemos:

$$e^{j[w(n+1)\Delta t - \tilde{k}i\Delta x]} = \left(\frac{c\Delta t}{\Delta x}\right)^2 \left\{ e^{j[w\Delta t - \tilde{k}(i+1)\Delta x]} - 2e^{j[w\Delta t - \tilde{k}i\Delta x]} + e^{j[w\Delta t - \tilde{k}(i-1)\Delta x]} \right\} + 2e^{j[w\Delta t - \tilde{k}i\Delta x]} - e^{j[w(n-1)\Delta t - \tilde{k}i\Delta x]} \quad (3.9)$$

Fatorando ambos os lados da equação (3.9) por $e^{j(w\Delta t - \tilde{k}i\Delta x)}$ e aplicando a identidade de Euler obtemos uma equação que corresponde à relação de dispersão [19]:

$$\cos(\omega\Delta t) = \left(\frac{c\Delta t}{\Delta x}\right)^2 [\cos(\tilde{k}\Delta x) - 1] + 1 \quad (3.10)$$

Analisando a equação (3.10), impondo uma condição ideal, quando $\Delta t \rightarrow 0$ e $\Delta x \rightarrow 0$, podemos observar que, após isolar \tilde{k} chegamos a:

$$\tilde{k} = \frac{1}{\Delta x} \cos^{-1} \left\{ \left(\frac{\Delta x}{c\Delta t} \right)^2 [\cos(\omega\Delta t) - 1] \right\} \quad (3.11)$$

Devido ao baixo valor do argumento das funções cosseno arco-cosseno é possível aproximá-las através dos três primeiros termos da série de Mac Laurin. Essa aproximação reduz a equação (3.11) a:

$$\tilde{k} = \frac{\omega}{c} = k \quad (3.12)$$

A equivalência entre o número de onda numérico e o número de onda para o espaço livre mostra que para os valores de Δt e Δx arbitrados não existe dispersão numérica. Os resultados obtidos na equação (3.12) reforçam o raciocínio construído a partir das equações (2.21) e (2.22). Em outras palavras, pode-se dizer que a solução numérica se torna exata quando Δt e Δx tendem a zero.

Ao analisar a equação (3.11) utilizando o “passo mágico” como regra para atribuição dos valores de Δt e Δx obtemos novamente a equação (3.12). Dessa forma, podemos concluir que é possível atribuir valores de forma arbitrária a Δt ou a Δx , desde que a relação entre eles seja mantida. Em todo caso, a atribuição de um desses parâmetros deve ser baseada na maior frequência representável para uma dada aplicação. Experiências anteriores mostraram que 10 células espaciais por comprimento de onda (menor comprimento de onda) são suficientes para um bom grau de precisão na maioria dos casos desde que o valor de c seja a menor velocidade de propagação da luz no meio a ser simulado [16].

Para uma solução geral da equação (3.11) é necessário definir o fator de estabilidade numérica S e a resolução do espaço discreto N_λ como sendo [20]:

$$S = \frac{c\Delta t}{\Delta x} \quad (3.13)$$

$$N_\lambda = \frac{\lambda_0}{\Delta x} \quad (3.14)$$

Onde λ_0 representa o comprimento de onda de um sinal arbitrário. Dessa forma a equação (3.11) torna-se:

$$\tilde{k} = \frac{1}{\Delta x} \left[\frac{\pi}{2} - \sin^{-1}(\zeta) \right] \quad (3.15)$$

Onde:

$$\zeta = 1 + \left(\frac{1}{S} \right)^2 \left[\cos \left(\frac{2\pi S}{N_\lambda} \right) - 1 \right] \quad (3.16)$$

Analisando a equação (3.15) pode-se observar que o termo $\sin^{-1}(\zeta)$ está diretamente ligado ao aparecimento de um componente imaginário no número de onda numérico \tilde{k} . Dessa forma, valores de $\zeta < -1$ implicarão em anomalias como um acréscimo exponencial da amplitude de um sinal que se propaga. Além disso, um valor negativo do número de onda numérico pode resultar em uma velocidade de fase v_p maior que c . De forma semelhante, valores de $-1 < \zeta < 1$ resultam em um número de onda numérico real e não há qual quer alteração na amplitude do sinal ao se propagar. Nessa situação, a velocidade de fase v_p se torna menor que a velocidade da luz c [20].

3.2 – Condições de Contorno Absorvedoras

Como pode ser visto nas equações (2.25) e (2.26), o cálculo utilizado para atualizar o valor do campo em uma célula utiliza os valores de campo ao seu redor. Por se tratar de um método numérico-computacional o número de células utilizado para descrever uma região em uma simulação deve ser suficiente para que a estrutura a ser analisada possa ser inserida no interior. Esses dois fatos implicam em uma anomalia quando se calcula os valores de campo nas bordas do espaço discretizado. Essa anomalia faz com que qual quer onda, ao chegar à região limite do espaço computacional seja totalmente refletida, fazendo com que as bordas do espaço computacional se comportem como um material perfeitamente condutor [4].

Para a maioria das aplicações existe a necessidade de simular estruturas onde não haja reflexões, isso implica na utilização de condições de contorno absorvedoras (ABC) nas bordas do espaço computacional. Como foi mencionado no capítulo 1, Gerrit Mur foi um dos primeiros a desenvolver condições de contorno absorvedoras otimizadas para utilização no método FDTD em uma, duas e três dimensões [19].

Assumindo uma onda escalar se propagando por um espaço tridimensional, podemos reescrever a equação (3.5) na forma:

$$\frac{\partial u^2}{\partial t^2} = c^2 \left(\frac{\partial u^2}{\partial x^2} + \frac{\partial u^2}{\partial y^2} + \frac{\partial u^2}{\partial z^2} \right) \quad (3.17)$$

Utilizando o tratamento dado por Mur podemos representar a equação (3.16) como [4]:

$$u \left(\partial_x^2 + \partial_y^2 + \partial_z^2 - c_0^{-2} \partial_t^2 \right) = 0 \quad (3.18)$$

Engquist e Majda já haviam mostrado que, para uma condição de contorno absorvedora no plano $x = 0$, a equação (3.18) tomaria a forma [21]:

$$u \left(\partial_x - \frac{\partial_t}{c} \sqrt{1 - \left(\sqrt{\left(\frac{\partial_y c}{\partial_t} \right)^2 + \left(\frac{\partial_z c}{\partial_t} \right)^2} \right)^2} \right) = 0 \quad (3.19)$$

Utilizando os dois primeiros termos da expansão por série de Taylor obtem-se:

$$u \left(\partial_x - \frac{\partial_t}{c} + \frac{c \partial_y^2}{2 \partial_t} + \frac{c \partial_z^2}{2 \partial_t} \right) = 0 \quad (3.20)$$

Multiplicando a equação (3.20) por ∂_t e retornando a notação através de derivadas parciais chegamos a [19]:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t \partial x} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \frac{c}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{c}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0 \quad (3.21)$$

Substituindo as derivadas parciais por derivadas numéricas com diferença central e isolando o termo cuja posição espacial está localizada mais próxima da borda(contorno) espacial chegamos à:

$$\begin{aligned} u^{n+1}(0, j, k) = & -u^{n-1}(1, j, k) + \frac{c\Delta t - \Delta x}{c\Delta t + \Delta x} (u^{n+1}(1, j, k) + u^{n-1}(0, j, k)) \\ & + \frac{2\Delta x}{\Delta x + c\Delta t} (u^n(1, j, k) + u^n(0, j, k)) \\ & + \frac{(c\Delta t)^2 \Delta x}{2\Delta y^2 (c\Delta t + \Delta x)} (u^n(0, j+1, z) - 2u^n(0, j, k) + u^n(0, j-1, k)) \\ & + \frac{(c\Delta t)^2 \Delta x}{2\Delta y^2 (c\Delta t + \Delta x)} (u^n(1, j+1, z) - 2u^n(1, j, k) + u^n(1, j-1, k)) \\ & + \frac{(c\Delta t)^2 \Delta x}{2\Delta z^2 (c\Delta t + \Delta x)} (u^n(0, j, z+1) - 2u^n(0, j, k) + u^n(0, j, k-1)) \\ & + \frac{(c\Delta t)^2 \Delta x}{2\Delta z^2 (c\Delta t + \Delta x)} (u^n(1, j, z+1) - 2u^n(1, j, k) + u^n(1, j, k-1)) \quad (3.21) \end{aligned}$$

É possível encontrar a equação correspondente para a região de contorno oposta $x = h$, onde h corresponde ao maior índice na direção x , apenas alterando os índices espaciais de forma que $u(0, j, k) \rightarrow u(h, j, k)$ e $u(1, j, k) \rightarrow u(h-1, j, k)$. Por inspeção é possível obter o resto do conjunto de equações que descrevem as condições de contorno absorvedoras para os planos $y = 0$, $y = h$, $z = 0$ e $z = h$.

Mur também desenvolveu um conjunto de equações similares a partir da equação (3.19) utilizando apenas o primeiro termo da expansão por série de Taylor. Esse conjunto de equações demonstrou-se extremamente estável e necessitava de uma quantidade menor de termos a serem armazenados, embora não apresentasse o mesmo desempenho que o conjunto de equações anterior [4].

Embora a condição de contorno absorvedora desenvolvida por Mur pudesse ser utilizada em simulações cuja precisão fosse adequada para a maioria das aplicações em

engenharia, formulações mais eficazes e estratégias diferentes de atenuação foram desenvolvidas. Outra estratégia para se criar uma condição de contorno absorvedora de alto desempenho é conhecida como *camada perfeitamente casada* (PML). Consiste na construção de uma região localizada na fronteira do espaço discretizado que permita a propagação de sinais vindos de qual quer direção sem que haja qual quer tipo de reflexão, mas cujo valor da condutividade elétrica e magnética aumenta gradativamente ao longo do percurso, fazendo assim com que o sinal seja totalmente atenuado. A figura 3.1 ilustra um espaço discretizado em duas dimensões e a localização da PML.

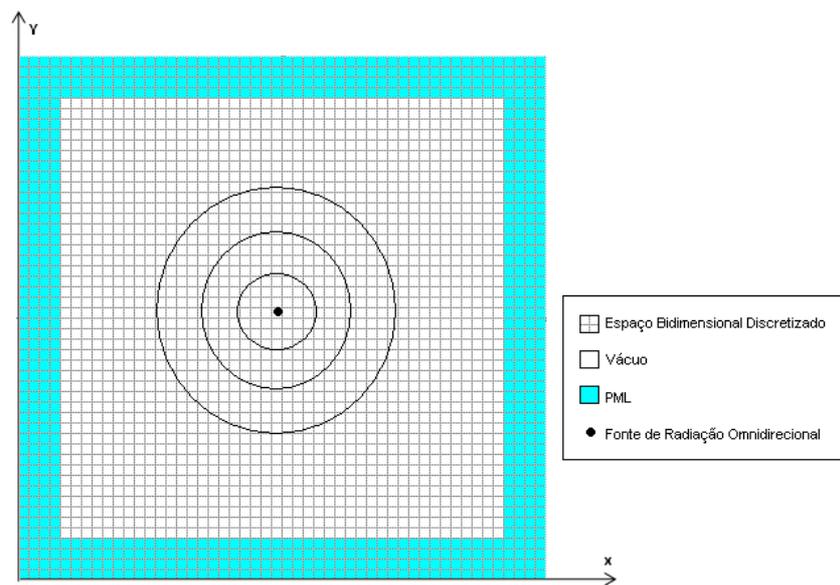


Figura 3.1 – Espaço discretizado em duas dimensões e a localização da PML.

Considerando a propagação de uma onda no vácuo em modo TE em um espaço bidimensional indo de encontro a uma PML e desprezando a densidade de corrente superficial podemos reduzir o conjunto de equações (2.13)-(2.18) para a forma:

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon_0} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \sigma^e E_x \right) \quad (3.22)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon_0} \left(-\frac{\partial H_z}{\partial x} - \sigma^e E_y \right) \quad (3.23)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} - \sigma^m H_z \right) \quad (3.24)$$

Como pode ser observado no novo conjunto de equações, valores fictícios de condutividade são empregados na caracterização do meio absorvedor. Para garantir que não haja qual quer tipo de reflexão durante a passagem da onda entre o vácuo e a PML as condutividades fictícias, a permeabilidade magnética e a permissividade elétrica se relacionam de forma que a impedância se mantenha. Dessa forma temos:

$$\frac{\sigma^e}{\epsilon_0} = \frac{\sigma^m}{\mu_0} \quad (3.24)$$

Dividindo o componente magnético H_z em dois sub-componentes H_{zx} e H_{zy} e agrupando os componentes de campo elétrico e magnético em cada lado da igualdade podemos reescrever o novo conjunto de equações (3.22)-(3.24) de forma a obter [13]:

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma_y^e E_x = \frac{\partial(H_{zx} + H_{zy})}{\partial y} \quad (3.25)$$

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} + \sigma_x^e E_y = -\frac{\partial(H_{zx} + H_{zy})}{\partial x} \quad (3.26)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{zx}}{\partial t} + \sigma_x^m H_{zx} = \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (3.27)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{zy}}{\partial t} + \sigma_y^m H_{zy} = \frac{\partial E_x}{\partial y} \quad (3.28)$$

Considerando a propagação de uma onda plana senoidal em uma PML, os componentes de campo presentes nas equações (3.26)-(3.28) podem ser escritos de forma a deixar explícita a sua dependência com o ângulo de incidência ϕ em relação ao eixo y, o valor de máxima amplitude (E_0 , H_0 , H_{zx0} e H_{zy0}) e a frequência ω . Dessa forma obtemos um novo conjunto de equações:

$$\epsilon_0 E_0 \sin \phi - j \frac{\sigma_y^e}{\omega} E_0 \sin \phi = \beta (H_{zx} + H_{zy}) \quad (3.25)$$

$$\epsilon_0 E_0 \cos \phi - j \frac{\sigma_x^e}{\omega} E_0 \cos \phi = \alpha (H_{zx} + H_{zy}) \quad (3.26)$$

$$\mu_0 H_{zx0} - j \frac{\sigma_x^m}{\omega} H_{zx} = \alpha E_0 \cos \phi \quad (3.27)$$

$$\mu_0 H_{zy0} - j \frac{\sigma_y^m}{\omega} H_{zy} = \beta E_0 \sin \phi \quad (3.28)$$

Isolando os termos desconhecidos H_{zx0} e H_{zy0} nas equações (3.27) e (3.28) e substituindo nas equações (3.26) e (3.25) obtemos duas novas equações onde existem apenas duas variáveis desconhecidas α e β :

$\mu_0 \epsilon_0 \left(1 - j \frac{\sigma_y^e}{\omega \epsilon_0} \right) \sin \phi = \beta \left(\frac{\alpha \cos \phi}{1 - j \frac{\sigma_x^m}{\omega \mu_0}} + \frac{\beta \sin \phi}{1 - j \frac{\sigma_y^m}{\omega \mu_0}} \right) \quad (3.29)$	
$\mu_0 \epsilon_0 \left(1 - j \frac{\sigma_x^e}{\omega \epsilon_0} \right) \sin \phi = \alpha \left(\frac{\alpha \cos \phi}{1 - j \frac{\sigma_x^m}{\omega \mu_0}} + \frac{\beta \sin \phi}{1 - j \frac{\sigma_y^m}{\omega \mu_0}} \right) \quad (3.30)$	

Através das equações (3.29) e (3.30) podemos determinar o valor de α e β como sendo:

$$\alpha = \frac{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}{G} \left(1 - j \frac{\sigma_x^e}{\omega \epsilon_0} \right) \cos \phi \quad (3.31)$$

$$\beta = \frac{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}{G} \left(1 - j \frac{\sigma_y^e}{\omega \epsilon_0} \right) \sin \phi \quad (3.32)$$

Onde:

$$G = \sqrt{\omega_x \cos^2 \phi + \omega_y \sin^2 \phi} \quad (3.33)$$

Onde:

$$\omega_x = \frac{\frac{1 - j\sigma_x^e}{\omega\epsilon_0}}{\frac{1 - j\sigma_x^m}{\omega\mu_0}} \quad (3.34)$$

$$\omega_y = \frac{\frac{1 - j\sigma_y^e}{\omega\epsilon_0}}{\frac{1 - j\sigma_y^m}{\omega\mu_0}} \quad (3.35)$$

Designando ψ como sendo qual quer componente de campo, ψ_0 sua magnitude e c como sendo a velocidade da luz pode-se escrever [19]:

$$\psi = \psi_0 e^{j\omega\left(t - \frac{x\cos\phi + y\sin\phi}{cG}\right)} e^{-\frac{\sigma_x^e \cos\phi}{\epsilon_0 cG} x} e^{-\frac{\sigma_y^e \sin\phi}{\epsilon_0 cG} y} \quad (3.36)$$

O primeiro termo exponencial na equação (3.36) mostra que a onda se propaga na PML normal ao campo elétrico com a velocidade da luz no vácuo. Os outros dois termos exponenciais indicam uma atenuação exponencial da magnitude da onda ao longo de x e y . Substituindo as equações (3.31) e (3.32) em (3.27) e (3.28) respectivamente e colocando os termos H_{zx0} e H_{zy0} em evidência é possível determinar o valor das últimas duas variáveis desconhecidas através de:

$$H_{zx0} = E_0 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{1}{G} \omega_x \cos^2 \phi \quad (3.37)$$

$$H_{zy0} = E_0 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{1}{G} \omega_y \sin^2 \phi \quad (3.38)$$

A magnitude do campo magnético total é dada por:

$$H_0 = H_{zx0} + H_{zy0} = E_0 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} G \quad (3.39)$$

Dessa forma, uma equação para o cálculo da impedância pode ser desenvolvida de modo a permitir o emprego das condutividades fictícias e permitir o casamento entre o espaço livre e uma PML na forma:

$$Z = \frac{E_0}{H_0} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{1}{G} \quad (3.40)$$

Para um espaço tridimensional, cada componente de campo elétrico e magnético é dividido em dois componentes de campo, de forma similar ao procedimento utilizado para propagação de uma onda em modo TE. Esse novo conjunto de equações é dado por [14]:

$$\mu_0 \frac{\partial H_{xy}}{\partial t} + \sigma_y^m H_{xy} = -\frac{\partial(E_{zx} + E_{zy})}{\partial y} \quad (3.41)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{xz}}{\partial t} + \sigma_z^m H_{xz} = \frac{\partial(E_{yx} + E_{yz})}{\partial z} \quad (3.42)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{yz}}{\partial t} + \sigma_z^m H_{yz} = -\frac{\partial(E_{xy} + E_{xz})}{\partial z} \quad (3.43)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{yx}}{\partial t} + \sigma_x^m H_{yx} = \frac{\partial(E_{zx} + E_{zy})}{\partial x} \quad (3.44)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{zx}}{\partial t} + \sigma_x^m H_{zx} = -\frac{\partial(E_{yx} + E_{yz})}{\partial x} \quad (3.45)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{zy}}{\partial t} + \sigma_y^m H_{zy} = \frac{\partial(E_{xy} + E_{xz})}{\partial y} \quad (3.46)$$

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_{xy}}{\partial t} + \sigma_y^e E_{xy} = \frac{\partial(H_{zx} + H_{zy})}{\partial y} \quad (3.47)$$

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_{xz}}{\partial t} + \sigma_z^e E_{xz} = -\frac{\partial(H_{yx} + H_{yz})}{\partial z} \quad (3.48)$$

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_{yz}}{\partial t} + \sigma_z^e E_{yz} = \frac{\partial(H_{xy} + H_{xz})}{\partial z} \quad (3.49)$$

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_{yx}}{\partial t} + \sigma_x^e E_{yx} = -\frac{\partial(H_{zx} + H_{zy})}{\partial x} \quad (3.50)$$

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_{zx}}{\partial t} + \sigma_x^e E_{zx} = \frac{\partial(H_{yx} + H_{yz})}{\partial x} \quad (3.51)$$

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_{zy}}{\partial t} + \sigma_y^e E_{zy} = -\frac{\partial(H_{xy} + H_{xz})}{\partial y} \quad (3.52)$$

Para uma PML ideal de tamanho finito onde a distribuição da condutividade é uniforme o coeficiente de reflexão aparente é dado por:

$$R(\phi_0) = e^{-2 \frac{\sigma \cos \phi_0}{\epsilon_0 c} \delta} \quad (3.52)$$

Onde σ é a condutividade do meio e δ representa a espessura da PML. O fator 2 do expoente representa a distância percorrida pela onda do começo da PML até a borda do espaço computacional, e da borda sendo refletida de volta em direção ao interior do espaço computacional.

Para o incremento das condutividades artificiais empregadas na PML, experiências anteriores mostraram que um incremento linear das condutividades na medida em que se aproximam da borda do espaço computacional gera reflexões consideráveis. Dessa forma, um incremento gradual da condutividade normalmente é necessário. Duas funções de distribuição de condutividade que já tiveram seu desempenho comprovado são conhecidas como: *função de incremento de condutividade geométrico* e *função de incremento de condutividade de potência*. A *função de incremento de condutividade de potência* é definida como [15]:

$$\sigma(\rho) = \sigma_{\max} \left(\frac{\rho}{\delta} \right)^{n_{PML}} \quad (3.53)$$

$$\sigma_{\max} = \frac{(n_{PML} + 1) \epsilon_0 c \ln(R(0))}{2 \Delta s N} \quad (3.54)$$

Onde ρ é a distância entre a interface espaço-PML e a posição do componente de campo, e δ representa a espessura das células da PML. O parâmetro N representa o número de células empregadas na PML, Δs representa a dimensão da célula usada na

PML e $R(0)$ representa o coeficiente de reflexão para um ângulo de incidência normal.

A *função de incremento de condutividade geométrico* é definida como:

$$\sigma(\rho) = \sigma_0 g^{\frac{\rho}{\Delta s}} \quad (3.55)$$

$$\sigma_0 = -\frac{\epsilon_0 c \ln(g)}{2\Delta s g^N - 1} \ln(R(0)) \quad (3.56)$$

Onde g é o número real utilizado para a função de incremento geométrico.

Daniel S. Katz et. al. apresentaram um estudo onde a implementação de contorno absorvedor de segunda ordem proposto por Mur e a PML proposta por Berenger foram alvo de diversos testes onde se pôde avaliar os seus desempenhos frente ao erro da potência e o erro do campo elétrico do sinal utilizando espaços bidimensionais e tridimensionais. Em um espaço bidimensional e uma PML com 16 células de espessura o erro da potência, a condição de contorno absorvedora de Mur apresentou um erro até 10^{12} vezes maior que a PML de Berenger. Para um espaço tridimensional, o erro do campo elétrico apresentado pela região de contorno de Mur alcançou valores até 1000 vezes maior que a PML [14].

3.3 – Conclusão

Nesse capítulo mostrou-se a derivação das condições de estabilidade e de dispersão do método FDTD. As principais equações utilizadas para determinar os parâmetros espaciais e temporais o método. Também foi apresentada a formulação matemática para o desenvolvimento de uma região de contorno absorvedora de camada perfeitamente casada e as principais funções de distribuição de condutividade.

CAPÍTULO 4

ANÁLISE DE ANTENAS *PATCH* UTILIZANDO O MÉTODO FDTD

4.1 – Antenas *Patch*

As antenas *patch* são conhecidas pelo seu baixo peso, estrutura planar e fácil construção. Além disso, possuem grande versatilidade quanto à frequência de operação, polarização e impedância. Essas propriedades sempre fizeram delas uma boa solução para aplicações aeronáuticas [22]. Mais recentemente as antenas *patch* encontraram grande utilização em aplicações de comunicações móveis pessoais como aparelhos celulares e GPS. Novas configurações tornaram esse tipo de antena capaz de operar em bandas de frequência maiores além do incremento de sua eficiência, características que normalmente não são associadas às antenas *patch*.

Como pode ser visto na figura 4.1, uma antena *patch* consiste basicamente em uma fina placa de metal de formato arbitrário de espessura desprezível em relação ao comprimento de onda no espaço livre, localizado a uma pequena distância de um plano de terra. Entre a placa metálica (*patch*) e o plano de terra é possível utilizar materiais com características eletromagnéticas diversas com o objetivo de alterar as características de operação da antena. A utilização de substratos com alta permissividade, por exemplo, faz com que a frequência de operação de uma antena *patch* sofra um deslocamento, permitindo que ela opere em frequências menores. De forma alternativa, a utilização de substratos de alta permissividade também pode ser utilizada de forma a permitir a miniaturização da antena mantendo a mesma frequência de operação [22].

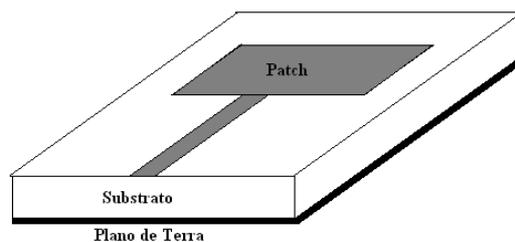


Figura 4.1 – Antena Patch.

Na literatura são descritos basicamente quatro formas de alimentar antenas *patch*: alimentação por linha de microfita, alimentação por cabo coaxial, acoplamento por abertura e acoplamento por proximidade.

Na alimentação por cabo coaxial a alma do cabo alcança o *patch* atravessando a parte inferior da antena enquanto que o aterramento é ligado ao plano de terra. Embora apresente baixa radiação espúria, esse tipo de alimentação normalmente apresenta na antena uma pequena largura de banda e grande dificuldade de modelagem quando utilizado em antenas cujo substrato possui pequena espessura. O esquema de uma alimentação por cabo coaxial pode ser observado na figura 4.2.

A alimentação por linha de microfita consiste em alimentar a antena através de uma linha condutora, como pode ser visto na figura 4.1. Nesse tipo de alimentação a linha metálica normalmente possui dimensões bem menores que as dimensões do *patch* e a sua utilização em estruturas onde a espessura do substrato é considerável é responsável pelo aparecimento de ondas de superfície.

A utilização do acoplamento por abertura para a alimentação da antena consiste em dois substratos separados por um plano de terra. Na parte inferior do substrato do lado de baixo uma linha de microfita leva o sinal até a parte de baixo do *patch* localizado na parte superior do *patch* do lado de cima. Uma abertura no plano de terra é responsável por permitir que haja um acoplamento entre a linha e o *patch*.

No acoplamento por proximidade o plano de terra se localiza na parte inferior do substrato do lado de baixo, o *patch* se localiza na parte superior do substrato do lado de cima e a linha de microfita se localiza exatamente entre os dois substratos, não havendo qualquer impedimento para o acoplamento entre os dois. Esses dois tipos de alimentação possuem diversas vantagens como a fácil modelagem e uma polarização mais pura. Em contrapartida a construção dessas estruturas costuma ser bem mais

complexa que as anteriores. A alimentação de uma antena *patch* através de acoplamento por abertura e proximidade pode ser vistos na figura 4.3.

A alimentação por linha de microfita foi adotado nesse trabalho devido a sua fácil modelagem, construção e integração com outros componentes de microfita como filtros e casadores de impedância.

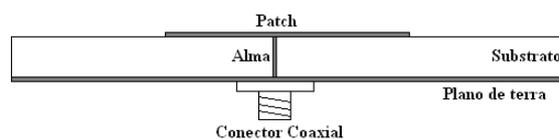


Figura 4.2 – Alimentação Coaxial.

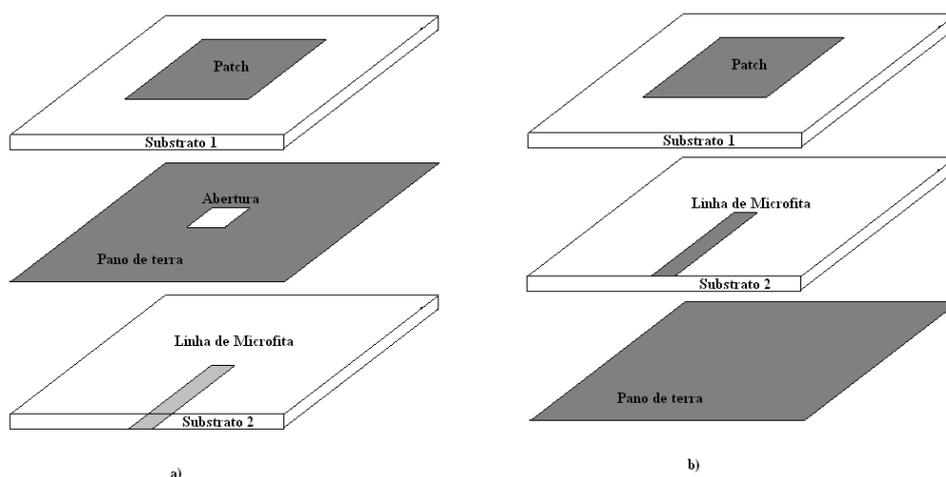


Figura 4.3 - a) Acoplamento por abertura. b) Acoplamento por proximidade.

4.2 – Modelagem de Antenas Patch utilizando FDTD

O processo de modelagem de uma estrutura se inicia na determinação das dimensões da célula espacial e o passo de tempo. Como discutido anteriormente, as dimensões Δx , Δy , Δz e Δt devem assumir valores que tendem a zero para um resultado exato. Entretanto, por se tratar de um método numérico devem ser escolhidas dimensões de modo a atender as condições de estabilidade e dispersão sem que impeçam a eficiência computacional do método.

Tendo como objetivo a modelagem da antena de microfita vista na figura 4.4, podemos discretizar o espaço. Para o cálculo de Δx e Δy podemos representar a

estrutura em duas dimensões como pode ser visto na figura 4.5. Assumindo que o tamanho da célula deve ser múltiplo da sua menor medida para que apresente o menor erro relativo, podemos arbitrar um valor de $\Delta x = \frac{2,09 \text{ mm}}{6} \cong 0,348 \text{ mm}$,

$$\Delta y = \frac{16 \text{ mm}}{40} = 0,4 \text{ mm} \text{ e } \Delta z = \frac{0,794 \text{ mm}}{3} \cong 0,265 \text{ mm}.$$

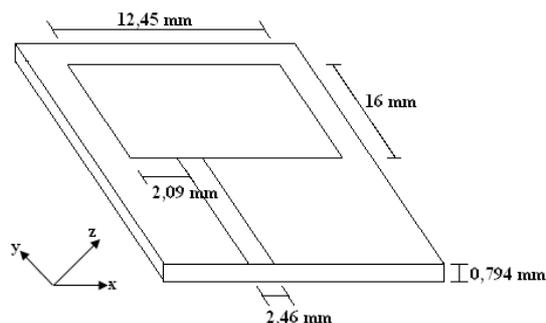


Figura 4.4 – Dimensões de uma antena de microfita com *patch* quadrado.

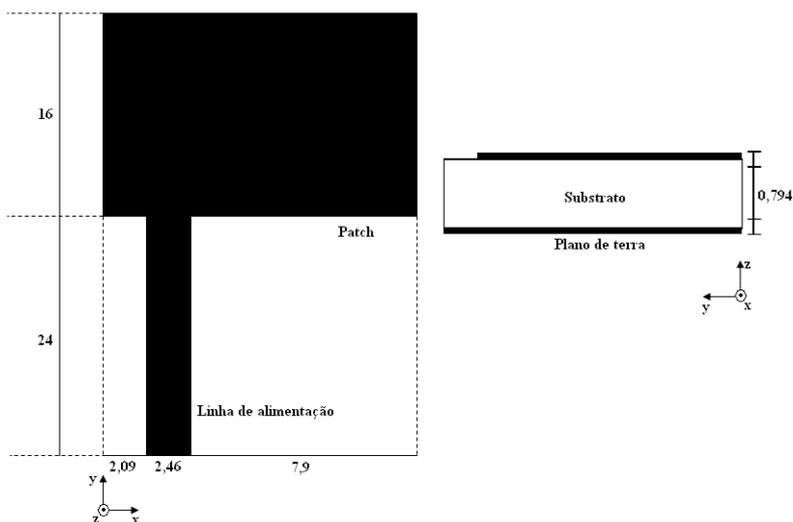


Figura 4.5 – Plano x-y e y-z da antena *patch*.

Tabela 4.1 – Erro percentual devido à discretização

Dimensão Real	Nº de Células	Dimensão após Discretização	Erro relativo (%)
2,06 mm	$6\Delta x$	2,088 mm	1,36
2,45 mm	$7\Delta x$	2,436 mm	0,57

7,9 mm	$23\Delta x$	8,004 mm	1,47
16 mm	$40\Delta y$	16 mm	0
24 mm	$60\Delta y$	24 mm	0
0,794 mm	$3\Delta z$	0,794 mm	0

Como pode ser visto na tabela 4.1, as dimensões da antena não apresentaram erro percentual maior que 1,5 %, o que indica um grau de precisão considerável. Para aplicações onde um grau de precisão maior seja necessário, uma busca por outros valores múltiplos é necessária, o que pode resultar em um acréscimo no número de células espaciais necessárias para representar a estrutura.

De acordo com a *condição de Courant* para células não-cúbicas $\Delta t \leq 0,92277 \cdot 10^{-12} s$. Nesse caso podemos utilizar o *passo mágico* assumindo que as células tenham formato cúbico de lado Δz , uma vez que representa a menor dimensão da célula. Dessa forma $\Delta t = \frac{\Delta z}{2c_0} = 0,441 \text{ ps}$.

Adicionalmente podemos inserir 10 células na direção x e 5 células na direção y para representar a porção de substrato ao redor do *patch*. Além disso, um acréscimo de 10 células em todas as direções para a região de contorno absorvedora perfeitamente casada. A região inferior a estrutura onde se localiza o plano de terra não necessita de região absorvedora, uma vez que toda a radiação será refletida pelo plano de terra. Além disso, uma pequena camada de ar com 5 células espaciais posicionada na parte superior na antena na direção de máxima radiação z.

Ao final o espaço discretizado contendo a estrutura da antena e as condições de contorno absorvedoras são compostas por uma matriz com $66\Delta x \times 125\Delta y \times 20\Delta z$ células espaciais. É necessário ainda especificar as propriedades eletromagnéticas de cada célula de modo a caracterizar a permissividade do substrato, do ar e a condutividade do metal. A Figura 4.6 mostra a estrutura da Figura 4.5 discretizada com células espaciais.

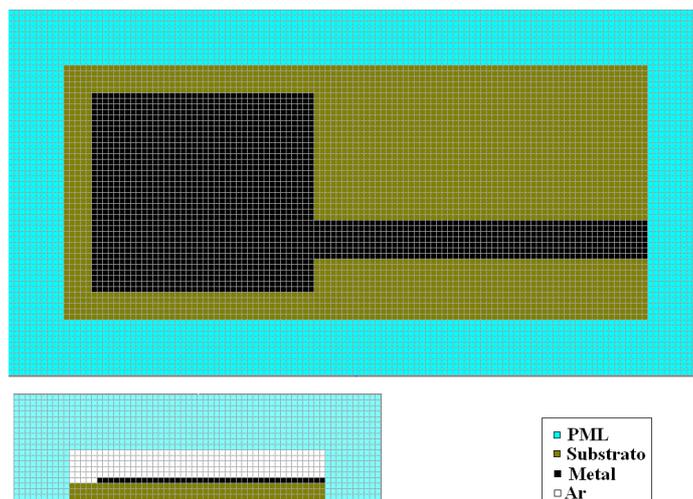


Figura 4.6 – Espaço computacional discretizado.

Por se tratar de um dispositivo de apenas uma porta, a matriz de espalhamento se reduz a um único elemento, S_{11} , também conhecido como perda de retorno. A perda de retorno é um parâmetro utilizado para caracterizar a resposta em frequência de uma antena, mostrando sua capacidade de transmissão para cada frequência.

Por se tratar de um método de simulação no domínio do tempo, a resposta em frequência de uma antena pode ser obtida a partir da transformada de Fourier da resposta impulsional da estrutura no domínio do tempo. Teoricamente essa resposta impulsional no domínio do tempo poderia ser obtida a partir da transformada de Fourier das reflexões da estrutura geradas por um pulso na forma de um delta de Dirac. Um delta de Dirac poderia ser descrito como um pulso de amplitude unitária com uma duração tendendo a zero. Dessa forma, seria necessário o valor de Δt também tendesse a zero para poder representá-lo, o que mais uma vez inviabilizaria o método.

A solução adotada nesse trabalho consiste em substituir o pulso em forma de delta de Dirac, que compreende todo o espectro de frequência, por um pulso com forma gaussiana, onde sua largura no domínio do tempo se relaciona de maneira inversa com a sua largura de banda no domínio da frequência.

A resposta em frequência da antena pode ser obtida através da transformada de Fourier da desconvolução entre a resposta ao pulso e o próprio pulso no domínio do tempo. Nesse trabalho optou-se por realizar a transformada de Fourier do sinal refletido vindo da saída e dividir pela transformada de Fourier do pulso gaussiano. Esse

procedimento simplifica o processo de obtenção da resposta em frequência uma vez que dispensa o uso da desconvolução, procedimento que necessita de termos de difícil obtenção [23].

Durante toda a simulação da antena apresentada na Figura 4.4 o valor de campo elétrico no ponto $A(9\Delta x, 0\Delta y, 3\Delta z)$ foi armazenado. Como pode ser visto na Figura 4.7, após a geração da gaussiana observam-se as sucessivas reflexões vindas da antena.

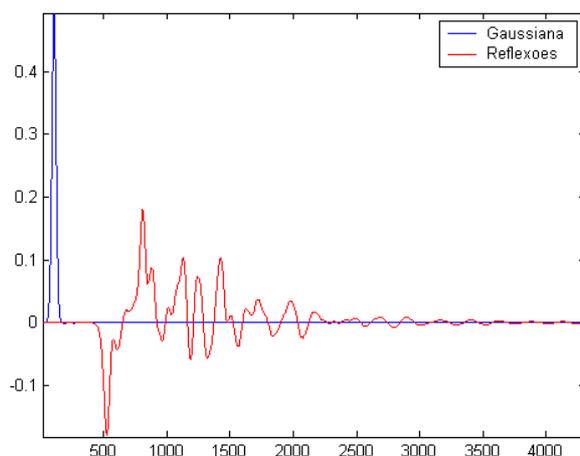


Figura 4.7 – Resposta da antena no domínio do tempo.

De acordo com a metodologia aplicada nesse trabalho, a perda de retorno da antena pode ser obtida a partir da equação [16]:

$$S_{11}(f)_{dB} = 20 \cdot \log_{10} \left(\frac{E_{out}(f)}{E_{in}(f)} \right) \quad (4.1)$$

Como pode ser observado na Figura 4.8, os valores simulados estão em conformidade com os valores medidos. Alguns fatores adicionais podem contribuir para uma maior aproximação entre os valores medidos e simulados. Um dos parâmetros de simulação que contribuem para isso é o período de tempo pelo qual os valores de campo são capturados. Na prática os valores de campo são capturados até que os valores de amplitude das reflexões sejam significativos.

Alguns fatores estruturais também podem melhorar os resultados como a quantidade adicional de substrato ao redor do *patch*. Além disso, uma quantidade de maior de células na PML aumenta também o seu poder de absorção.

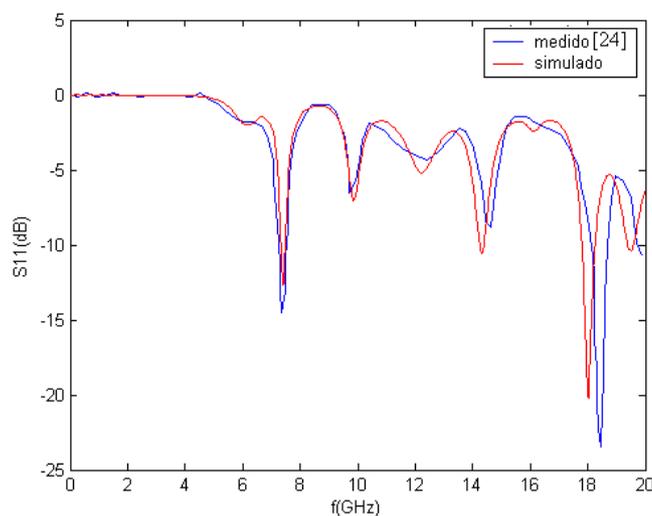


Figura 4.8 - Comparação entre a perda de retorno medida e simulada.

4.3 – Resultados

Com o objetivo de comprovar a eficácia do método foram utilizadas seis antenas do tipo *patch*. Utilizaram-se basicamente dois conjuntos principais de antenas. O primeiro conjunto consiste de três antenas em formato de *patch* retangular com um inset-feed, onde a segunda antena possui 75% das dimensões da primeira e a terceira possui 50% da primeira. De forma semelhante, o segundo conjunto de antenas é do tipo *patch* com contorno fractal. Assim como no primeiro grupo a segunda antena possui 75% das dimensões da primeira e a terceira possui 50% da primeira. A primeira antena do primeiro grupo e a primeira antena do segundo grupo pode ser observada através da Figura 4.9 e Figura 4.11, respectivamente.

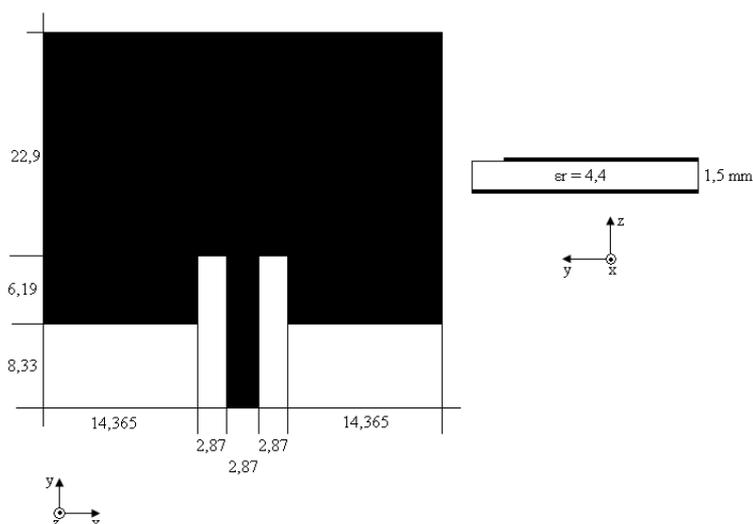


Figura 4.9 – Primeira antena do primeiro grupo de antenas.

Aplicando a mesma metodologia aplicada na seção 4.2, podemos determinar o número de células necessário para representar um espaço computacional capaz de simular a antena. A Tabela 4.2 ilustra a quantidade de células em cada medida da antena e seu respectivo erro relativo. Como pode ser observado, o maior erro relativo apresentado entre as dimensões reais e simuladas da antena atingiram valores abaixo de 1%, fato que torna ainda maior a representatividade dos resultados obtidos através da simulação.

Tabela 4.2 – Erro percentual devido à discretização

Dimensão Real	Nº de Células	Dimensão após Discretização	Erro relativo(%)
2,87 mm	$4\Delta x$	2,87 mm	0
14,365 mm	$20\Delta x$	14,35 mm	0,104
8,33 mm	$8\Delta y$	8,25 mm	0,92
6,19 mm	$6\Delta y$	6,19 mm	0
22,9 mm	$22\Delta y$	22,7 mm	0,87

A Figura 4.10 apresenta a comparação entre os valores medidos e simulados da perda de retorno da antena. Como podem ser observados, os resultados apresentam grande convergência. A variação na atenuação máxima em torno de 2,45 GHz pode ter

várias causas. O fator que pode ter contribuído de forma mais relevante para essa variação é a resistência do cobre utilizado na antena, uma vez que na simulação foi atribuída ao metal a propriedade de um condutor perfeito. Dessa forma, parte da potência que seria refletida de volta pela porta acaba se transformando em calor.

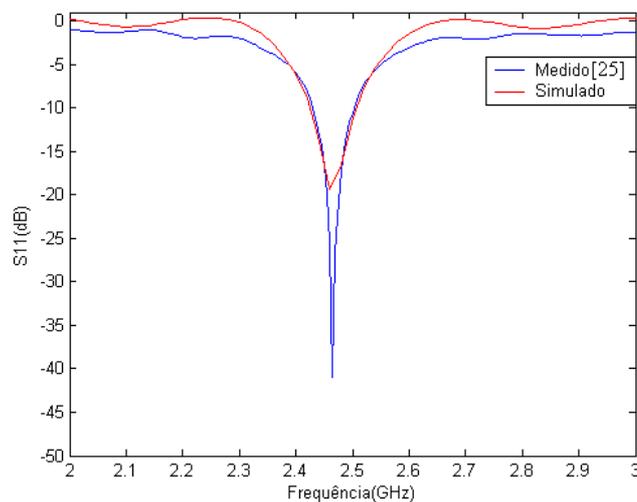


Figura 4.10 – Comparação entre a perda de retorno medida e simulada.

As outras antenas do primeiro tipo possuem o mesmo formato embora estejam em escalas diferentes. Dessa forma, a única alteração que deve ser feita para simular as outras duas antenas é alterar o tamanho da célula para 75% e 50% do tamanho original. Esse artifício também permitiu que, embora as dimensões se tornem diferentes, o erro relativo para cada uma se mantém inalterado. As comparações entre os valores medidos e simulados para a perda de retorno para a primeira, segunda e a terceira antena do segundo tipo podem ser vistos na Figura 4.12, 4.13 e 4.14, respectivamente, com o erro relativo referente à frequência de ressonância.

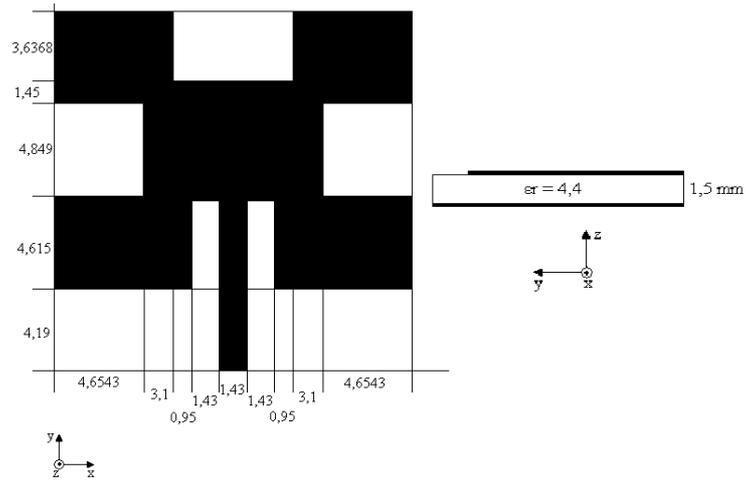


Figura 4.11 – Primeira antena do segundo grupo de antenas.

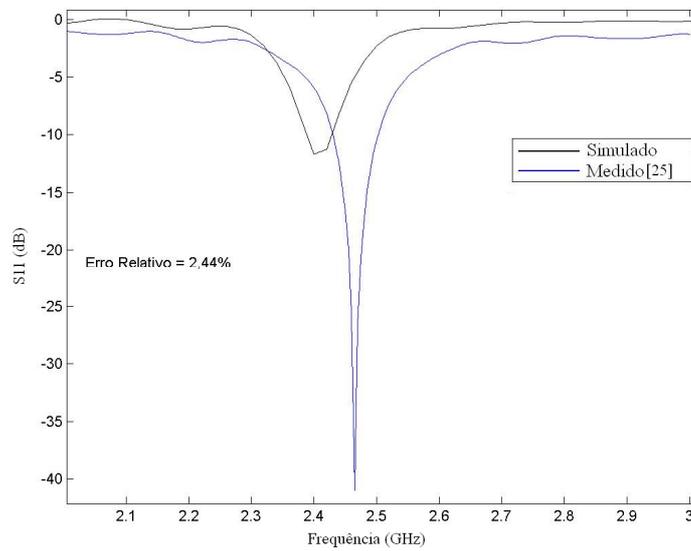


Figura 4.12 – Comparação entre perda de retorno medida e simulada para a primeira antena do segundo tipo.

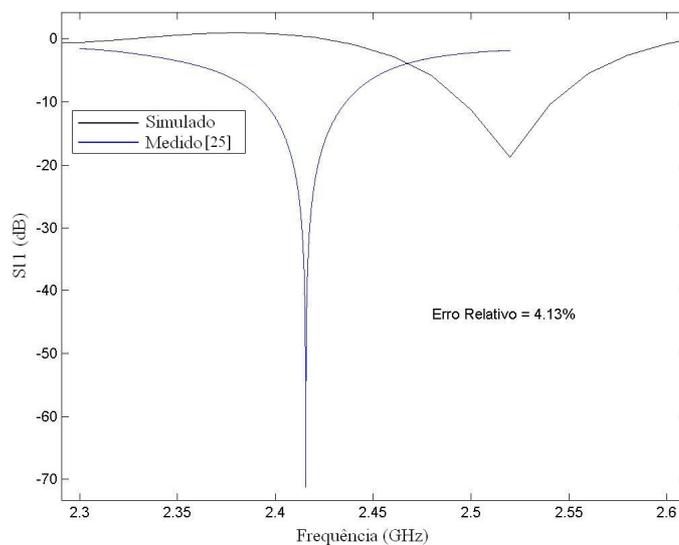


Figura 4.13 – Comparação entre perda de retorno medida e simulada para a segunda antena do segundo tipo (75% da antena original).

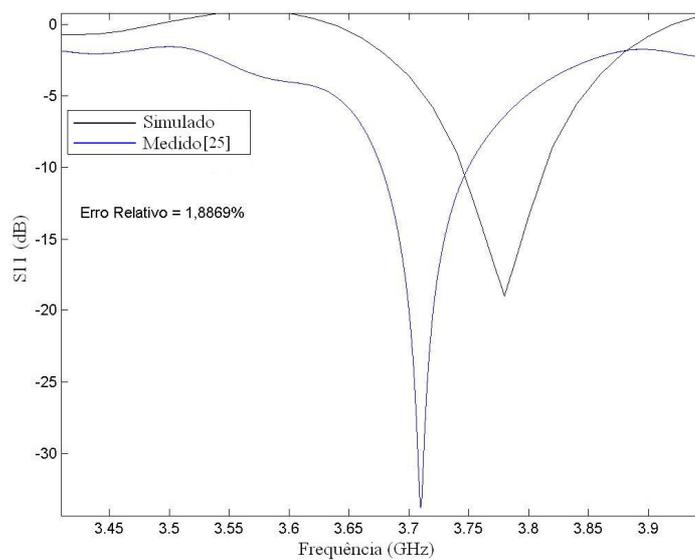


Figura 4.14 – Comparação entre perda de retorno medida e simulada para a terceira antena do segundo tipo (50% da antena original).

Tabela 4.3 – Erro percentual devido à discretização.

Dimensão Real	Nº de Células	Dimensão após Discretização	Erro relativo (%)
---------------	---------------	-----------------------------	-------------------

4,6543 mm	$20\Delta x$	4,75 mm	2.06
3,1 mm	$13\Delta x$	3,09 mm	0,4
0,95 mm	$4\Delta x$	0,95 mm	0,5236
1,43 mm	$6\Delta x$	1,425 mm	0,3497
4,19 mm	$17\Delta y$	4,11 mm	1,95
4,615 mm	$19\Delta y$	4,59 mm	0,5
4,849 mm	$20\Delta y$	4,833 mm	0,32
1,45 mm	$6\Delta y$	1,45 mm	0
3,6368 mm	$15\Delta y$	3,6 mm	0,32

Como pode ser observado nos gráficos das Figuras 4.12, 4.13 e 4.14 os valores simulados apresentaram boa concordância com os medidos. Embora visualmente os gráficos não apresentem uma boa concordância os erros relativos entre a frequência de ressonância medida e simulada alcançaram valores menores que 4,2%.

4.4 – Conclusão

Nesse capítulo foi feita uma breve introdução às antenas *patch* e as principais formas de alimentação. Também foi mostrada a metodologia utilizada nesse trabalho para simular antenas desse tipo através do método FDTD. Por fim foram apresentadas comparações entre valores simulados e medidos de antenas *patch*, que vieram a confirmar a eficácia do método.

CAPÍTULO 5

SUPERFÍCIES SELETIVAS DE FREQUÊNCIA

5.1 – Introdução

As superfícies seletivas de frequência podem ser definidas como um arranjo periódico de elementos do tipo *patch* ou abertura com capacidade de filtrar certas frequências, como pode ser observado na Figura 5.1. A possibilidade de poderem ser aplicadas sobre superfícies planas e curvas possibilita sua utilização em diversas aplicações. As dimensões e o formato dos elementos, assim como a periodicidade, determinam as frequências de trabalho e a largura de banda. Dentre as formas mais encontradas na literatura aplicadas em superfícies seletivas de frequência estão: *Patch* Retangular, *Patch* Circular, Cruz de Jerusalém, Dipolo Cruzado, Espira Quadrada, Espira Quadrada Dupla, Espira Quadrada com Grade e Espiras Duplas Concêntricas. Seus respectivos formatos podem ser vistos na Figura 5.2.

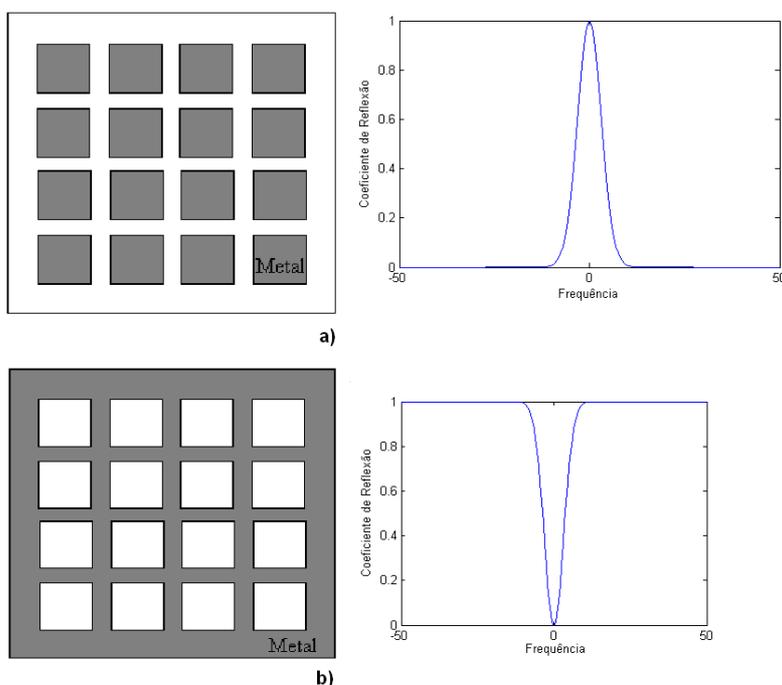


Figura 5.1 – a) FSS composta por elementos do tipo *patch*. b) FSS composta por elementos do tipo abertura.

As características apresentadas por superfícies seletivas de frequência compostas por elementos do tipo *patch* são associadas a um filtro rejeita-faixa, enquanto que uma superfície seletiva de frequência composta por elementos do tipo abertura possuem um comportamento semelhante ao de um filtro passa-faixa.

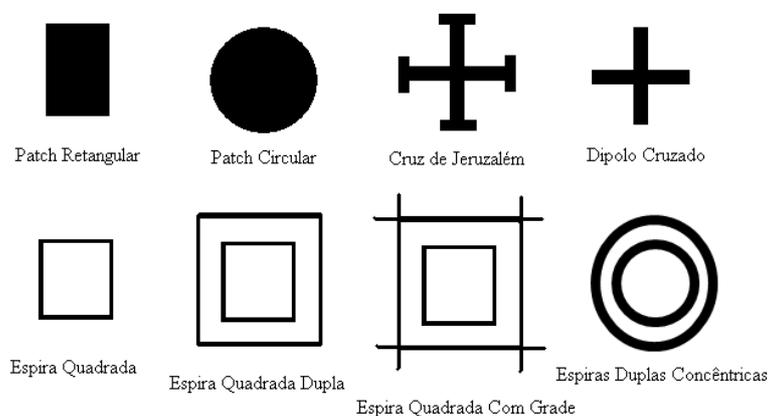


Figura 5.2 – Nome e forma dos elementos mais comumente encontrados na literatura aplicados em FSS.

A forma do elemento utilizado em uma FSS está diretamente relacionada com sua frequência de trabalho. O elemento ressoará e espalhará energia quando suas dimensões forem múltiplas do comprimento de onda que incide sobre ele. Dessa forma, o fenômeno resultante do espalhamento proveniente de cada elemento do arranjo é caracterizado como uma reflexão. Esse fenômeno se mantém mesmo quando o ângulo de incidência não é normal ao plano formado pelo arranjo periódico uma vez que o atraso observado entre a corrente de superfície induzida em relação aos elementos vizinhos faz com que a direção dos campos irradiados mantenha o comportamento de uma reflexão. Para os demais comprimentos de onda incidentes sobre a estrutura a superfície seletiva de frequência se comporta como um objeto transparente, podendo infligir pequenas atenuações provenientes da permissividade do substrato sobre o qual os elementos são depositados e a resistividade do metal utilizado [26].

Outro fator que pode influenciar no comportamento de uma FSS é a espessura, permissividade e isotropia do substrato utilizado. Essas características alteram o comprimento de onda efetivo da onda, alterando dessa forma a frequência de trabalho da superfície seletiva de frequência [27].

5.2 – Novos Arranjos para Superfícies Seletivas de Frequência

Em [28] 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 arranjo 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 [28] 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 2.1 ilustra os elementos convolucionados [28].

Lee *et. al.* em [29] 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, onde as fibras 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 considerável percentagem das ondas incidentes, dessa forma a estrutura corresponde a uma FSS indutiva. Diferente de FSS metálicas as FSS com compósitos metálicos mostraram transmissão próximo à frequência de ressonância, esse comportamento é característico desse tipo de estrutura devido à dificuldade de se alinhar perfeitamente as fibras de espessuras irregulares. Uma das principais vantagens da estrutura proposta em relação à FSS tradicionais é a facilidade de revestir superfícies irregulares e a integração com outros tipos de materiais. A estrutura proposta mostrou características de filtro passa-alta nas simulações, e confirmadas pelas medições realizadas. Na Figura 2.2 a FSS com compósitos pode ser vista [29].

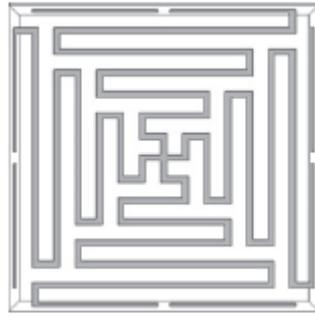


Figura 5.3 – Elemento convolucionado [28].

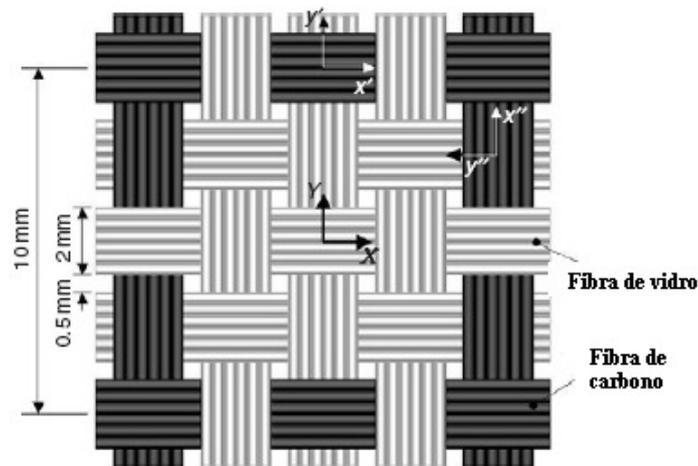


Figura 5.4 – FSS com compósitos metálicos [29].

Barbagallo *et. al.* apresentaram em [30] 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 2.3 ilustra os elementos utilizados [30].

Cui *et. al.* em [31] demonstraram a eficiência de um novo design de absorvedor eletromagnético planar. A estrutura foi criada fazendo buracos em uma camada de material absorvedor. Com o objetivo de melhorar a resposta da estrutura foram utilizados algoritmos genéticos, responsáveis por otimizar a espessura, o número de buracos e sua distribuição sobre o material absorvedor. Para dar suporte aos algoritmos genéticos foi empregado 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 2.4 ilustra uma superfície texturizada otimizada através de algoritmos genéticos [31].

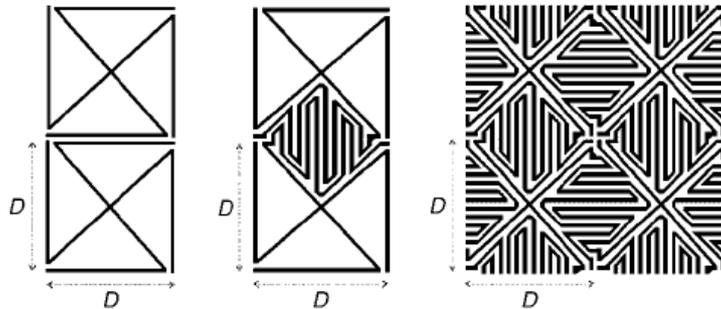


Figura 5.5 – Elementos convolucionados usados em [30].

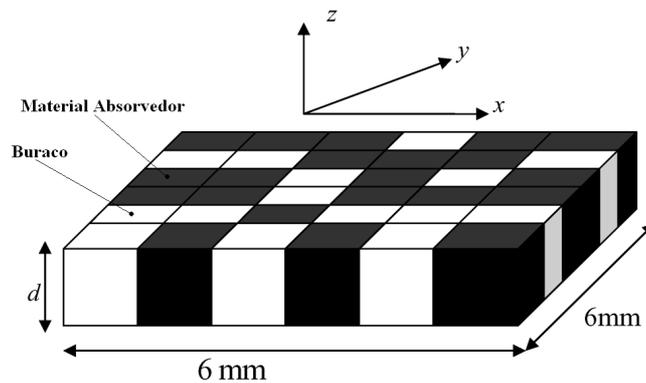


Figura 5.6 – Superfície Texturizada utilizada em [31].

Em [32] 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 2.5 ilustra a estrutura composta pelos *patches* capacitivos e a grade metálica [32].

Luo *et. al.* apresentaram em [33] 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 2.6 [33]. 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 uma 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.

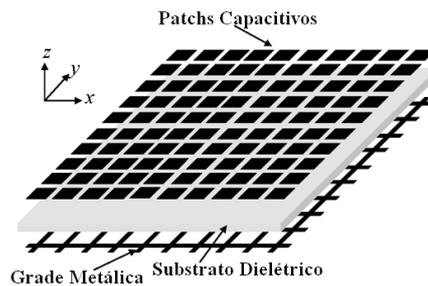


Figura 5.7 – Estrutura proposta em [32].

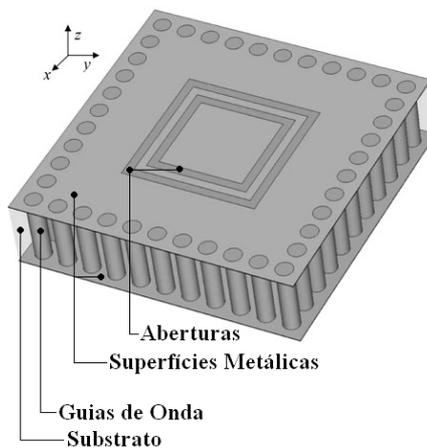


Figura 5.8 – FSS com Guias de Onda Incorporados [33].

Luo *et. al.* mostraram em [34] 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 da estrutura e a de baixo possuem as mesmas dimensões, enquanto que a FSS do meio possui suas dimensões menores que as demais, possuindo 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 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 [34].

Em [35], Luo *et. al.* apresentaram novos designs de estruturas baseadas em FSS guias de onda incorporados ao substrato. A primeira estrutura foi baseada em trabalhos anteriores como [34], 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. A célula das FSS em questão pode ser vistas na Figura 2.8 [35].

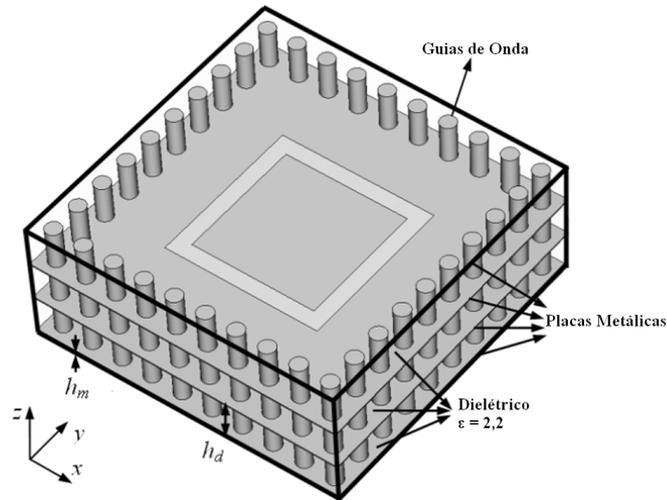


Figura 5.9 – FSS com múltiplas camadas e guias de onda incorporados ao substrato [34].

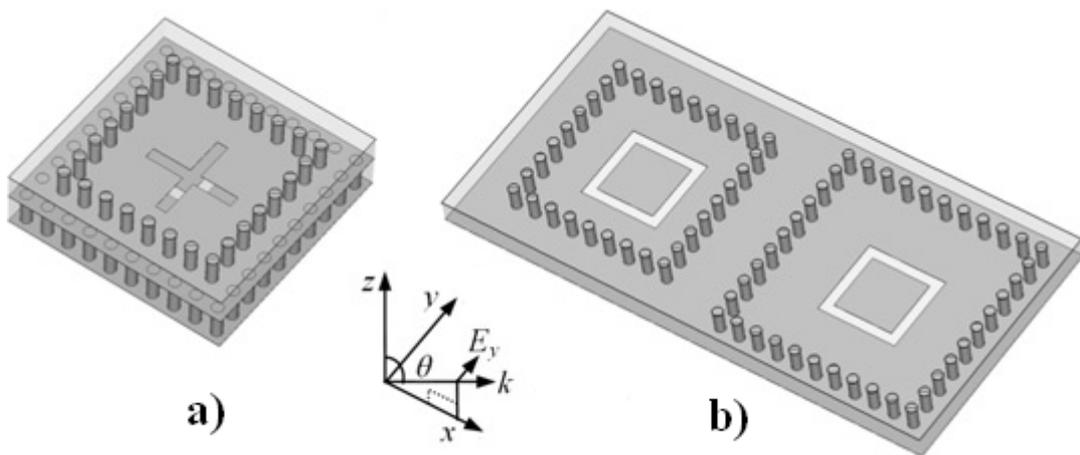


Figura 5.10 – Ilustração para: a) Primeira estrutura; b) Segunda estrutura [35].

Zendejas *et. al.* em [36] 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 85 GHz, com 0° de inclinação, para 90 GHz, com 71° de inclinação. Porém, acima de 49° de inclinação, o coeficiente de transmissão não alcançou valores abaixo de -10 dB. A Figura 2.9 ilustra a estrutura em questão [36].

Bayatpu *et. al.* apresentaram em [37] um novo design para uma 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 2.10 [37]. 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.

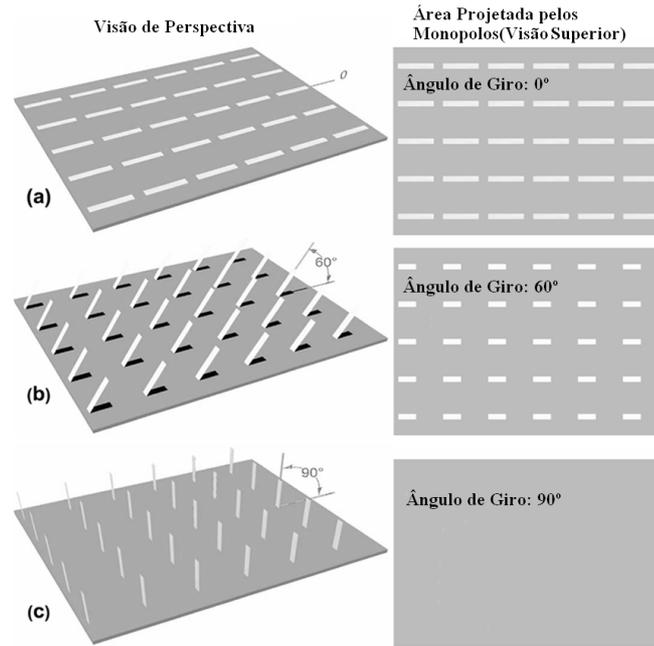


Figura 5.11 – FSS para vários ângulos de inclinação [36].

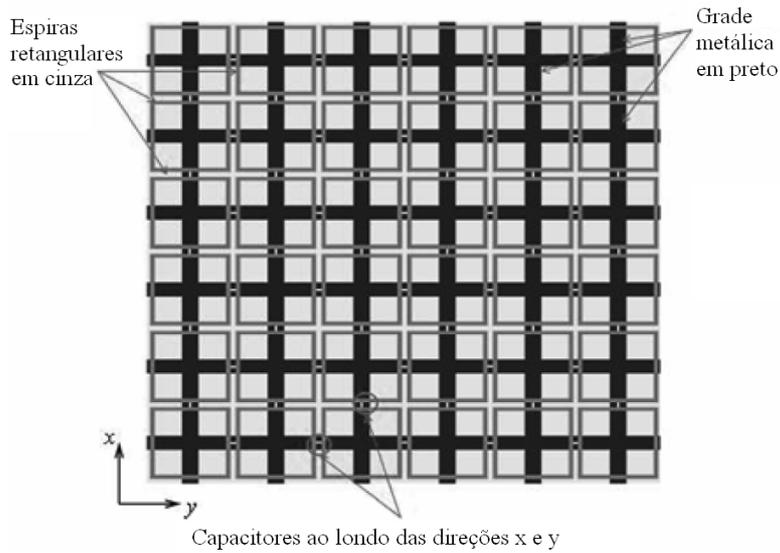


Figura 5.12 – FSS composta por uma grade metálica, espiras retangulares e capacitores [37].

5.3 – Conclusão

Nesse capítulo foi realizada uma introdução de superfícies seletivas de frequência e os formatos de *patch* que vem sendo estudados mais recentemente. Inicialmente foram mostrados os princípios físicos que regem o seu funcionamento e a importância da forma do elemento do arranjo periódico para a determinação das frequências de trabalho. Em seguida foi mostrado um estudo bibliográfico mostrando os formatos de *patch* mais recentes e suas principais características.

CAPÍTULO 6

ESTRUTURAS BASEADAS EM ANTENAS *PATCH* E SUPERFÍCIES SELETIVAS DE FREQUÊNCIA

6.1 – Introdução

Como foi dito anteriormente, as antenas do tipo *patch* apresentam diversas qualidades como o baixo peso, fácil fabricação e capacidade de ser incorporado ao resto do circuito na mesma placa de circuito impresso [38]. Essas propriedades fazem com que o interesse por parte das empresas de tecnologia, e conseqüentemente o mundo acadêmico, se mantenha. Muitas das pesquisas se concentram em encontrar soluções para desvantagens que esse tipo de antena apresenta como o baixo ganho, pequena largura de banda e a presença de ondas de superfície.

Pesquisas recentes vêm demonstrando que a utilização de estruturas periódicas baseadas em superfícies seletivas de frequência e outras estruturas periódicas podem trazer diversos benefícios quando utilizadas em conjunto com antenas do tipo *patch* [39][40][41][42][43].

6.2 – Estruturas Compostas

Um das soluções mais populares para reduzir as ondas de superfície é a utilização de PBG's como substrato para as antenas *patch*. Uma estrutura PBG (*Photonic Band Gap*) é basicamente composta por uma estrutura metálica periódica impressa sobre um substrato dielétrico para aplicações em microondas e funciona como um filtro rejeita-faixa sobre as ondas eletromagnéticas que a atravessam [39]. A estrutura de uma antena sobre uma PBG pode ser vista na Figura 6.1.

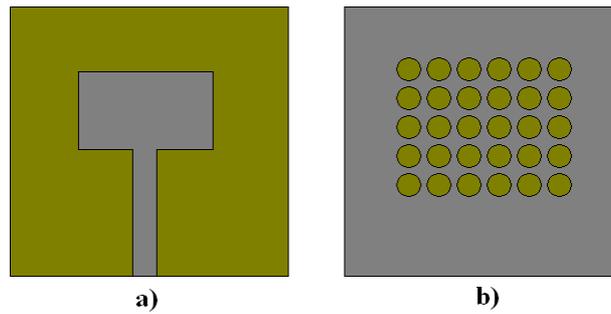


Figura 6.1 – EBG aplicada na redução de ondas de superfície em antenas do tipo *patch*:
 a) Visão de Cima. b) Plano de terra com aberturas circulares.

Outra forma popular de suprimir as ondas de superfície é a utilização de estruturas MEBG (EBG Metalodielétricas). Elas consistem em um arranjo periódico de elementos metálicos localizados normalmente no mesmo plano da antena e ligados ao terra através de contatos metálicos, como pode ser visto na Figura 6.2. Na maioria dos casos esses contatos são necessários para reduzi as ondas que se propagam paralelamente ao plano da estrutura e entre o *patch* e o plano de terra [40]

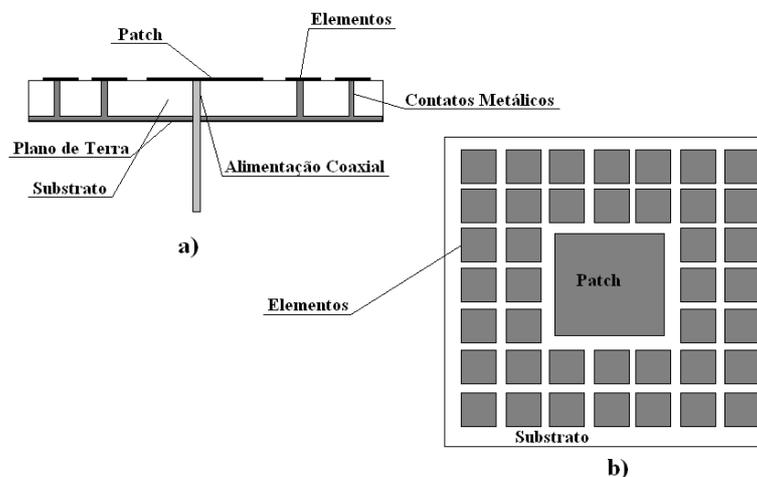


Figura 6.2 – MEBG aplicada em uma antena *patch*. a) Visão lateral. b) Visão de cima.

A utilização de superfícies seletivas de frequência como superestrato também podem permitir um aumento na diretividade de fontes de radiação pequenas como antenas *patch*, assim como a largura de banda. O número de camadas de FSS utilizadas como superestrato pode aumentar ainda mais a sua diretividade, embora torne as dimensões e o peso da estrutura ainda maior. Uma das soluções normalmente

empregadas é a utilização de *patches* com forma convolucionada e depositadas sobre as duas faces do superestrato [41]. A representação de uma antena *patch* com superestrato pode ser vista na Figura 6.3.

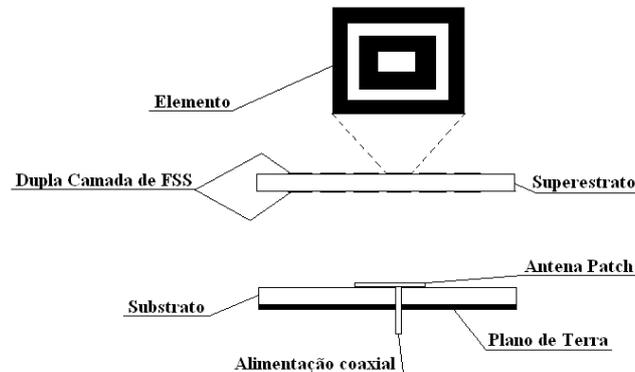


Figura 6.3 – Antena *patch* sob superestrato composto por duas FSS.

Em [42] Walton *et. al.* demonstraram a utilização de uma FSS do tipo path em substituição ao plano de terra de um arranjo de antenas *patch* de modo a permitir que as demais frequências pudessem ser absorvidas por outro arranjo de antenas em um plano abaixo da estrutura. As alterações na frequência de trabalho e largura de banda puderam ser compensadas redimensionando o formato do arranjo. A estrutura em questão está representada na Figura 6.4.

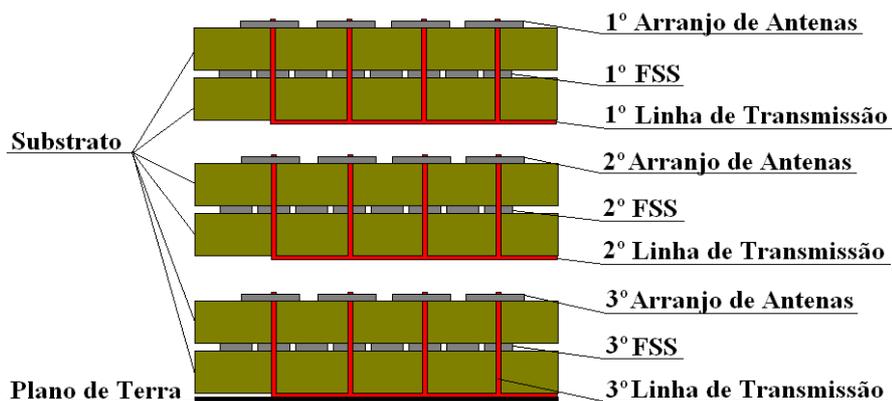


Figura 6.4 – Aplicação utilizando uma FSS em substituição ao Plano de terra.

Estudos mostram que a presença de arranjos quase periódicos entre o plano de terra e a antena também pode otimizar a largura de banda de antenas *patch*.

Adicionalmente, a utilização de uma FSS como superestrato permite um aumento na diretividade da antena. Essa estrutura está representada na Figura 6.5.

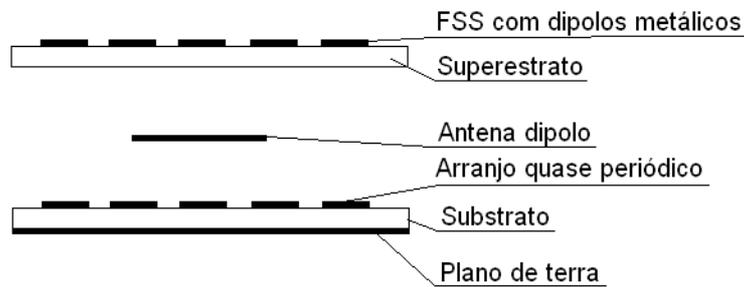


Figura 6.5 – Estrutura composta por um arranjo quase periódico no substrato, uma antena dipolo e uma FSS composta de dipolos metálicos como superestrato sobre um plano de terra.

Com a ajuda do arranjo quase periódico de elementos do tipo *patch* baseados em uma cavidade do tipo Fabry-Pérot, as diferenças de fase no interior da cavidade proporcionam uma redução no nível de interferência e aumentam o ganho e a largura de banda simultaneamente [43]. O arranjo quase periódico baseado em uma cavidade do tipo Fabry-Pérot está representado na Figura 6.6.

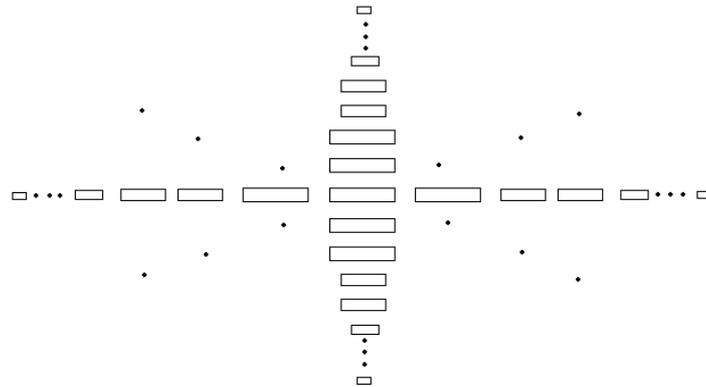


Figura 6.6 – Arranjo quase periódico.

6.3 – Conclusão

Nesse capítulo foi fundamentado o estudo sobre a utilização de superfícies seletivas de frequência em antenas *patch*. Inicialmente foi evidenciada a grande importância desse tipo de antena e suas principais desvantagens. Em seguida foi realizado um estudo bibliográfico que mostra o grande potencial de estruturas que empregam superfícies seletivas de frequência em antenas *patch* em diversas configurações.

CAPÍTULO 7

RESULTADOS

7.1 – Estruturas Investigadas

Durante a realização desse trabalho foram investigadas três configurações de antenas básicas derivadas da combinação de superfícies seletivas de frequência em antenas *patch*. O design dessas antenas parte de um modelo padrão de antena *patch* com formato retangular, alimentado por linha de microfita, sobre um substrato de permissividade relativa de 6,15, espessura de 0,127 cm e plano de terra completo que pode ser visto na Figura 7.1.

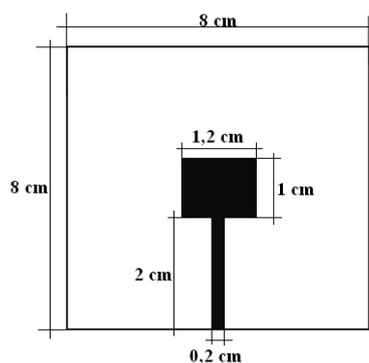


Figura 7.1 – Dimensões da antena *patch* padrão desenvolvida nesse trabalho.

Para simular a perda de retorno da antena padrão através do método FDTD foram utilizados valores de Δz , Δx e Δy de modo a obter um erro relativo nulo quando comparado às medidas presentes na Figura 7.1. Dessa forma, as dimensões da célula de Yee utilizadas foram respectivamente de 0,3175 mm, 0,5 mm e 0,5 mm. O passo de tempo utilizado foi calculado com base na condição de Courant e foram utilizados 5000 passos de tempo. A comparação entre os resultados medidos e simulados apresentaram concordância considerável quanto às frequências de ressonância e largura de banda. A Figura 7.2 mostra uma comparação entre os simulados e medidos para a antena *patch* padrão.

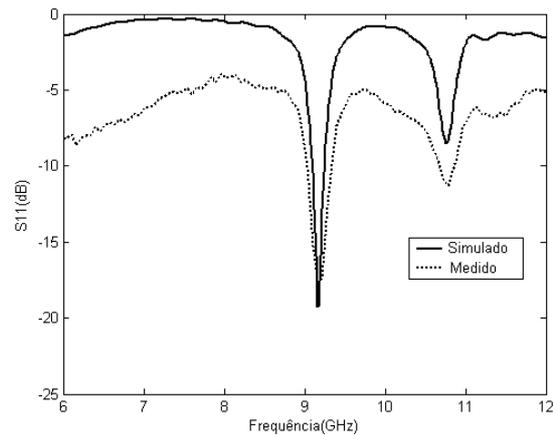


Figura 7.2 – Comparação entre a perda de retorno medida e simulada através do método FDTD.

A superfície seletiva em frequência empregada nas demais estruturas possui formato de cruz de Jerusalém, sua frequência de operação se localiza em 9,7 GHz. Suas dimensões e os resultados simulados do coeficiente de transmissão em dB através do software Ansoft Designer podem ser vistos na Figura 7.3. A cruz de Jerusalém foi escolhida por poder ser utilizada tanto com polarização vertical quanto horizontal devido a simetria de seu formato. Além disso, possui como característica a rejeição de duas bandas de frequência, característica que não foi observada na faixa de 1 a 12 GHz utilizando das dimensões e o substrato permissividade relativa de 6,15 adotados.

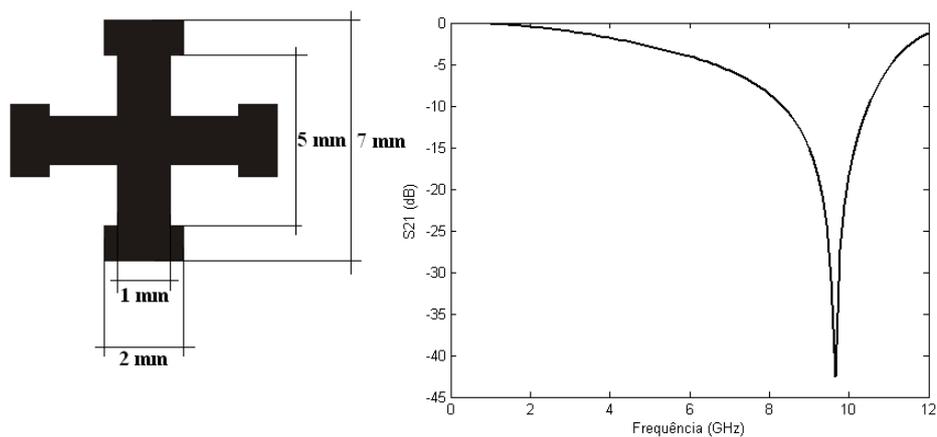


Figura 7.3 – Elemento da FSS empregado nas estruturas em estudo nesse trabalho e coeficiente de transmissão em dB obtido através do Ansoft Designer.

Na Estrutura 1 uma matriz 5x5 de elementos condutores foram inseridos na região central da antena *patch* padrão utilizando substrato com permissividade relativa de 6,15. Na Estrutura 2 um arranjo quase periódico foi inserido no mesmo plano que a antena *patch*. A Estrutura 3 foi desenvolvida com o objetivo de avaliar o comportamento de uma estrutura com plano de terra truncado, estratégia que permite que antenas do tipo *patch* alcancem uma maior largura de banda [44], com a presença de uma FSS em um mesmo plano. A espessura do substrato empregada em todas as estruturas foi de 0,127 cm e a permissividade relativa empregada na Estrutura 3 é de 10,2. A Figura 7.4 mostra a representação de todas as estruturas com suas respectivas dimensões adicionais.

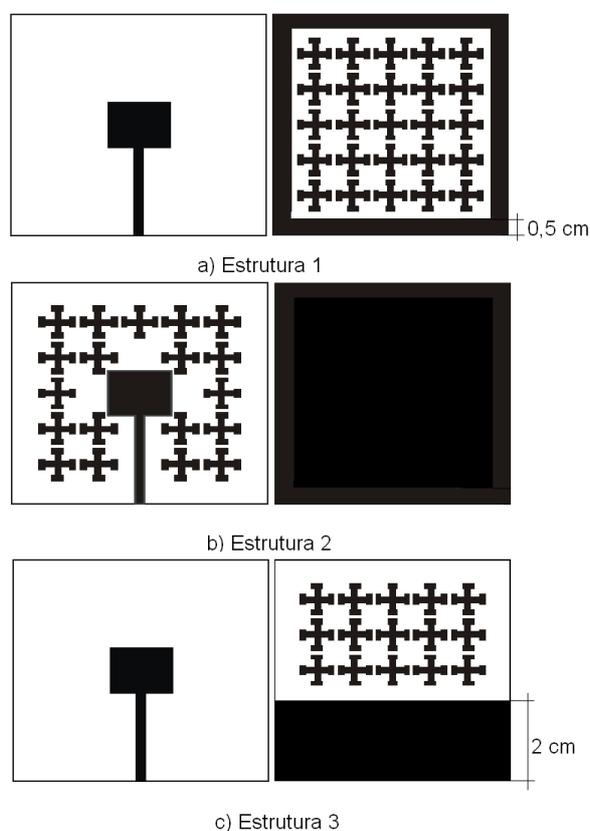


Figura 7.4 – Representação das estruturas analisadas.

7.2 – Resultados e Discussão

Como pode ser visto na Figura 7.5 todos os resultados simulados apresentaram boa concordância com os resultados experimentais. Resultados mais aproximados dos medidos podem ser alcançados aumentando o número de passos de tempo e reduzindo

as dimensões das células espaciais. Além disso, a utilização de células espaciais não-retangulares poderia aproximar ainda mais os valores medidos dos calculados [19].

7.2.1 – Estrutura 1

Ao comparar o comportamento da Estrutura 1 com o comportamento da antena *patch* padrão é possível observar algumas diferenças significativas, como pode ser visto na Figura 7.6. O comportamento multibanda apresentado por ela abre caminho para investigações futuras com o objetivo de tornar-la capaz de operar em aplicações UWB. A capacidade de operar em frequências abaixo das esperadas também indica que esse tipo de estrutura pode ser empregada com o objetivo de miniaturizar antenas, assunto que vem recebendo grande importância devido a popularização de sistemas de comunicação móvel sem fio de banda larga.

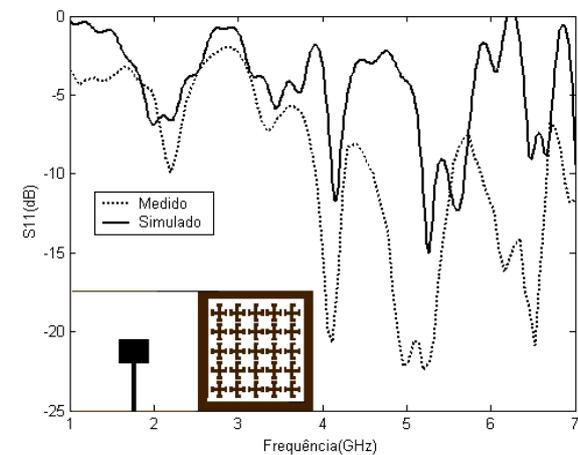
7.2.2 – Estrutura 2

O arranjo quase periódico empregado na Estrutura 2 não alterou de forma significativa as frequências de ressonância apresentadas anteriormente pela antena *patch* padrão. A diferença mais significativa é o aparecimento de uma frequência de ressonância adicional na mesma faixa de operação da superfície seletiva de frequência utilizada, como pode ser observado na Figura 7.8. A frequência adicional não foi observada durante a simulação utilizando o método FDTD nem com outros softwares de simulação eletromagnética comercial.

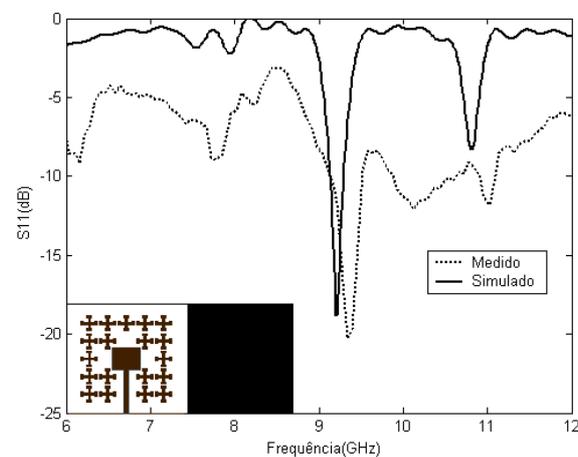
7.2.3 – Estrutura 3

Para que fosse feita uma comparação coerente uma segunda antena *patch* padrão com as mesmas dimensões que a anterior foi construída utilizando um substrato de permissividade relativa de 10,2. Na Estrutura 3 a presença do plano de terra truncado em conjunto com a FSS apresentou uma redução das frequências de ressonância, o que indica a capacidade desse tipo de estrutura de poder trabalhar com as mesmas frequências que a antena *patch* padrão, mas com dimensões inferiores, característica compartilhada com a Estrutura 1. A perda de retorno da Estrutura 3 também apresenta significativa atenuação na faixa de 3 a 7.9 GHz. Embora não alcance valores abaixo de

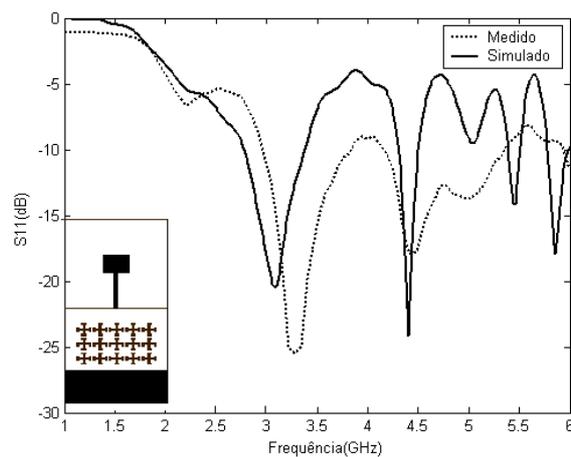
10 dB de atenuação para toda essa faixa, variações paramétricas futuras podem torná-la capaz de operar em aplicações UWB.



a) Estrutura 1



b) Estrutura 2



c) Estrutura 3

Figura 7.5 – Comparação dos resultados medidos e simulados através do método FDTD para perda de retorno.

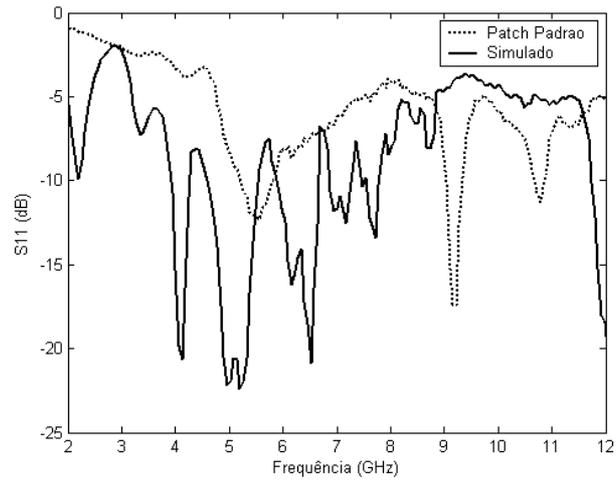


Figura 7.6 – Comparação entre perda de retorno da antena *patch* padrão e da Estrutura 1.

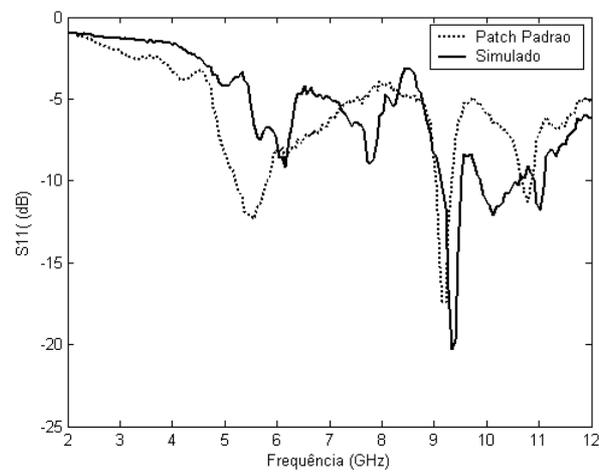


Figura 7.7 - Comparação entre perda de retorno da antena *patch* padrão e da Estrutura 2.

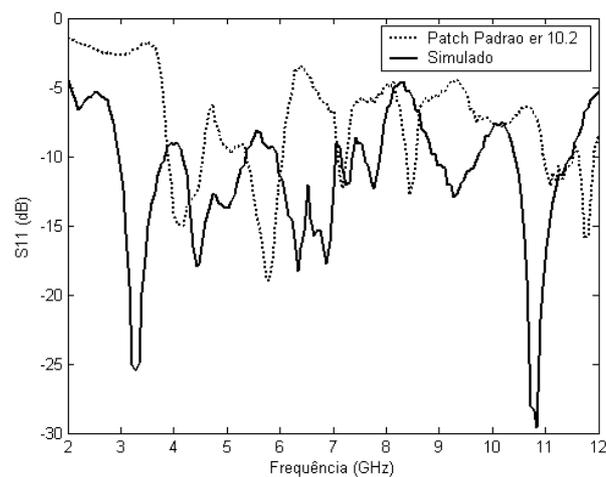


Figura 7.8 - Comparação entre perda de retorno da antena *patch* padrão e da Estrutura 3.

7.3 – Conclusão

Nesse capítulo foi investigada a utilização de superfícies seletivas de frequência em antenas *patch* de formato retangular alimentadas por linha de microfita. As configurações investigadas utilizaram superfícies seletivas de frequência com patch em forma de cruz de Jerusalém em substituição ao plano de terra convencional e em outra configuração estava presente no mesmo plano que o patch. Em uma terceira configuração a FSS foi utilizada em conjunto com um plano de terra truncado.

Os resultados simulados através do método FDTD mostraram resultados relevantes quando comparados aos valores medidos.

As estruturas analisadas que possuíam superfícies seletivas de frequência no plano de terra apresentaram comportamento multibanda. Essas configurações também se mostraram úteis para aplicações em miniaturização de antenas, uma vez que permitiram uma diminuição nas frequências de ressonância.

CAPÍTULO 8

CONCLUSÕES

Nesse trabalho foram apresentados a teoria e os resultados numéricos para a perda de retorno de antenas do tipo *patch* modificadas utilizando superfícies seletivas de frequência com células periódicas e quase periódicas. A obtenção dos resultados numéricos para a perda de retorno foi conseguida com o uso do método das diferenças finitas no domínio do tempo.

As estruturas construídas apresentaram pequenas dimensões e baixo peso além da fácil construção utilizando-se placas dielétricas apropriadas para a frequência de microondas sendo elas o RT-Duroid 3210 e o RT-Duroid 3060.

A comparação entre os resultados medidos da antena *patch* padrão e as estruturas construídas apresentaram diferenças significantes e importantes.

Na Estrutura 1, a presença de uma FSS no plano de terra mudou sensivelmente sua resposta em frequência, passando a apresentar comportamento multibanda. A presença de um arranjo quase periódico sobre a antena *patch* padrão não apresentou diferenças significativas, embora a frequência de ressonância adicional esteja próxima da frequência de ressonância da FSS. A antena *patch* com a superfície seletiva de frequência sobre o plano de terra truncado apresentou um deslocamento das frequências de ressonância originais e larga faixa de frequência com baixa perda de retorno.

As Estruturas 1 e 3 mostraram que estruturas periódicas podem ser utilizados como estratégia para reduzir as dimensões de antenas *patch* tradicionais.

Quanto ao método de análise, pôde-se observar que a perda de retorno obtida através do FDTD apresentou considerável semelhança entre os resultados medidos. Além disso, mostrou que é possível a sua utilização em estruturas complexas de difícil modelagem matemática. Como foi dito no Capítulo 7, os resultados obtidos através do método FDTD podem se aproximar ainda mais dos resultados medidos aumentando o refinamento dos parâmetros espaciais e temporais.

Como continuidade dessa pesquisa, sugere-se a análise de antenas do tipo *patch* com superfícies seletivas de frequência de diferentes formatos. Os resultados obtidos

abrem caminho para um estudo paramétrico detalhado das estruturas básicas obtidas nesse trabalho com a finalidade de obter antenas de microfita capazes de trabalhar em aplicações UWB. Outras técnicas de refinamento e otimização do método FDTD como a utilização de células espaciais de tamanhos, formatos diferentes e processamento paralelo podem ser desenvolvidos com o objetivo de aumentar o grau de precisão dos resultados e diminuir o tempo de simulação.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Kane S. Yee “Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell’s Equations in Isotropic Media”, *IEEE Trans. Antennas Propag.* **14** (3), 802 – 807 (1966).
- [2] Allen Taflove e Morris E. Brodwin, “Numerical Solution of Steady-state Electromagnetic Scattering Problems Using the Time-Dependent Maxwell’s Equations”, *IEEE transactions on microwave theory and technique*, **23** (8), 623 – 630 (1975).
- [3] Richard Holland, “Threde: A Free-field EMP Coupling and Scattering Code”, *IEEE Transactions On Nuclear Science*, **24** (6), 2416 - 2421 (1977).
- [4] Gerrit Mur, “Absorbing Boundary Conditions for the Finite-Difference Approximation of the Time-Domain Electromagnetic-Field Equations”, *IEEE Transactions On Electromagnetic Compatibility*, **23** (4), 377- 382 (1981).
- [5] Korada Umashankar e Allen Taflove, “A Novel Method to Analyze Electromagnetic Scattering of Complex Objects”, *IEEE Transactions On Electromagnetic Compatibility*, **24** (4), 397 - 405 (1982).
- [6] Dok Hee Choi e Wolfgang J. R. Hofer, “The Finite-Difference–Time-Domain Method and its Application to Eigenvalue Problems”, *IEEE Transactionson Microwave Theory and Techniques*, **34** (12), 1464-1470 (1986).
- [7] Dennis M. Sullivan, OM. P. Gandhi e Allen Taflov, “Use of the Finite-Difference Time-Domain Method for Calculating EM Absorption in Man Models”, *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, **35** (3), 179 -186 (1988).
- [8] Xiaolei Zhang, Jiayuan Fang, Kenneth K. Mei e Yaowu Liu, “Calculations of the Dispersive Characteristics of Microstrips by the Time-Domain Finite Difference Method”, *IEEE Transaci’ions On Microwave Theory and Techniques*, **36** (2), 263-267 (1988).
- [9] R. Luebbers, F. P. Hunsberger, K. S. Kuns, R. B. Standler e M. Schneider, “A Frequency-Dependent Finite-Difference Time-Domain Formulation for Dispersive

-
- Materials”, *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, **32** (3), 222-227 (1990).
- [10] Panayiotis A. Tirkas e Constantine A. Balanis, “Finite-Difference Time-Domain Technique for Radiation by Horn Antennas”, *Antennas and Propagation Society International Symposium*, Issue , **24-28** (3), 1750 - 1753 (1991).
- [11] Eiichi Sano e Tsugimishi Shibata, “Fullwave Analysis of Picosecond Photoconductive Switches”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **26** (2), 372 -377 (1990).
- [12] Wenquan Sui, Douglas A. Christensen and e Carl H. Durney, “Extending the Two-Dimensional FDTD Method to Hybrid Electromagnetic Systems with Active and Passive Lumped Elements”, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **40** (4), 124 -730 (1992).
- [13] Jean-Pierre Berenger, “A Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves”, *Journal of Computational Physics*, **114**, 185-200 (1994).
- [14] Daniel S. Katz, Eric T. Thiele e Allen Taflove, “Validation and Extension to Three Dimensions of the Berenger PML Absorbing Boundary Condition for FD-TD Meshes”, *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, 4 (**8**), 268 -270 (1994).
- [15] A. Elsherbeni e V. Demir, “The finite-Difference Time-Domain Method for Electromagnetics with Matlab Simulations”, Scitech, North Caroline, E.U.A., 2008.
- [16] Dennis M. Sullivan, “Electromagnetic Simulation Using the FDTD Method”, IEEE Press Series on RF and Microwave Technology, New Jersey, E.U.A., 2000.
- [17] Yen Liu, “Fourier Analysis of Numerical Algorithms for the Maxwell Equations”, *Journal of Computational Physics*, **124** (2), 396 - 416 (1996).
- [18] Karl S. Kunz e Raymond J. Luebbers, “The Finite Difference Time Domain Method of Electromagnetics”, CRC Press, Florida, E.U.A.,1993.
- [19] Allen Taflov, “Computational Electrodynamics, The Finite-Difference Time-Domain Method”, Artech House, Boston, London, 1995.
- [20] John B. Schneider e Christopher L. Wagner, “FDTD Dispersion Revisited: Faster-Than-Light Propagation”, *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, **9** (2), 54 - 56 (1999).

-
- [21] Bjorn Engquist e Andrew Majda, “Absorbing Boundary Conditions for the Numerical Simulation of Waves”, *Mathematics of Computation*, **31**(139), 629-651 (1977).
- [22] Constantine A. Balanis, “Antenna Theory Analysis and Design”, John Wiley and Sons, E.U.A., 1982.
- [23] Simon Haykin e Barry V. Veen, “Sinais e Sistemas”, Porto Alegre, 2001.
- [24] David M. Sheen, Sami M. Ali, Mohamed D. Abouzahra e Jin Au Kong, “Application of the Three-Dimensional Finite-Difference Time-Domain Method to the Analysis of Planar Microstrip Circuits” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **38**(7), 849 - 857 (1990).
- [25] E. E. C. Oliveira, “Antenas de Microfita com Patch Quase-fractal para Aplicações em Redes WPAN/WLAN”, Dissertação de Mestrado, PPGEEC-UFRN, 2008.
- [26] T. K. Wu, “Frequency selective surface and grid array”, John Wiley & Sons, New York, E.U.A., 1995.
- [27] A. L. P. S. Campos, “Análise do Espalhamento em Superfícies Seletivas em Frequência com Multicamadas Dielétricas Anisotrópicas”, Tese de Doutorado, UFPB, 2002.
- [28] F. Huang, J.C. Batchelor and E.A. Parker, “Interwoven convoluted element frequency selective surfaces with wide bandwidths”. *Electronics Letters*, **42** (14), (2006).
- [29] S.-E. Lee, K.-S. Oh and C.-G. Kim, “Electromagnetic characteristics of frequency selective fabric composites”. *Electronics Letters*, **42** (8), (2006).
- [30] S. Barbagallo, A. Monorchio and G. Manara, “Small periodicity FSS screens with enhanced bandwidth performance”. *Electronics Letters*, **42** (7), (2006).
- [31] 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).
- [32] Kamal Sarabandi and Nader Behdad, “A Frequency Selective Surface With Miniaturized Elements”. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, **55** (5), (2007).
- [33] 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).

- [34] 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).
- [35] 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).
- [36] 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).
- [37] Farhad Bayatpu and Kamal Sarabandi, “Single-Layer High-Order Miniaturized-Element Frequency-Selective Surfaces”. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **56** (4), (2008).
- [38] Sten E. Gunnarsson, Niklas Wadefalk, Jan Svedin, Sergey Cherednichenko, Ilcho Angelov, Herbert Zirath, Ingmar Kallfass, e Arnulf Leuther, “A 220 GHz Single-Chip Receiver MMIC With Integrated Antenna”, *IEEE microwave and Wireless Components Letters*, 18 (4), 284 - 286 (2008).
- [39] Debatosh Guha, “Broadband Design of Microstrip Antennas: Recent Trends and Developments”, *Facta Universitatis Series: Mechanics, Automatic Control and Robotics*, **3** (15), 1083 – 1088 (2003).
- [40] Simon Tse, John Batchelor, Paul Young e Richard Langley, “Enhanced MEBG Patch Antenna Performance by Using a Closed Edge Substrate”, *Loughborough Antennas & Propagation Conference*, (2005).
- [41] A. Pirhadi, F. Keshmiri, M. Hakkak e M. Tayarani, “Analysis and Design of Dual Band High Directivity EBG Resonator Antenna Using Square Loop FSS as Superstrate Layer”, *Progress In Electromagnetics Research*, **70**, 1–20 (2007).
- [42] E. Walton, E. Lee, D. Kohlgraf, R. Pavlovicz, G. Bruce e B. Montgomery, “Compact Shipboard Antenna System For Simultaneous Communication With Three Separate Satellites”, *OCEANS, 2005. Proceedings of MTS/IEEE*, **2** (23), 1577-1580 (2005).

- [43] Junho Yeo e Dongho Kim, “Novel Design of a High-gain and Wideband Fabry-Pérot Cavity Antenna Using a Tapered AMC Substrate”, *J Infrared Milli Terahz Waves*, **30**, 217–224 (2009).
- [44] SILVA, M. R. ; NÓBREGA, C. L. ; ZENAIDE, A. M. ; D'ASSUNCAO, A. G., “Uma Nova Configuração de Monopolo Elíptico de Microfita de Banda Ultra Larga”, *Momag, Florianópolis. Anais do Momag*, 73-76 (2008).

Livros Grátis

(<http://www.livrosgratis.com.br>)

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)
[Baixar livros de Matemática](#)
[Baixar livros de Medicina](#)
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)
[Baixar livros de Meteorologia](#)
[Baixar Monografias e TCC](#)
[Baixar livros Multidisciplinar](#)
[Baixar livros de Música](#)
[Baixar livros de Psicologia](#)
[Baixar livros de Química](#)
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)
[Baixar livros de Serviço Social](#)
[Baixar livros de Sociologia](#)
[Baixar livros de Teologia](#)
[Baixar livros de Trabalho](#)
[Baixar livros de Turismo](#)