

**UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA
FACULDADE DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELÉTRICA**

**MODELAMENTO DE RESSOADORES DUAL-MODE COM O
AUXÍLIO DO MÉTODO FDTD PARA PROJETO DE FILTROS
DE MICROONDAS**

CARLOS EVANGELISTA DA SILVA JÚNIOR

ORIENTADOR: HUMBERTO ABDALLA JÚNIOR

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

PUBLICAÇÃO: PPGENE.DM - 297 A/2007

BRASÍLIA/DF: ABRIL – 2007

**UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA
FACULDADE DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELÉTRICA**

**MODELAMENTO DE RESSOADORES DUAL-MODE COM O AUXÍLIO
DO MÉTODO FDTD PARA PROJETO DE FILTROS DE MICROONDAS**

CARLOS EVANGELISTA DA SILVA JÚNIOR

**DISSERTAÇÃO SUBMETIDA AO DEPARTAMENTO DE
ENGENHARIA ELÉTRICA DA FACULDADE DE TECNOLOGIA DA
UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA COMO PARTE DOS REQUISITOS
NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM
ENGENHARIA ELÉTRICA.**

APROVADA POR:

**Prof. Humberto Abdalla Júnior (ENE-UnB)
(Orientador)**

**Prof. Antonio José Martins Soares (ENE-UnB)
(Co-Orientador)**

**Prof. Franklin da Costa Silva (ENE-UnB)
(Examinador Interno)**

**Prof. Adaildo Gomes D'Assunção Júnior (UFRN)
(Examinador Externo)**

BRASÍLIA/DF, 27 DE ABRIL DE 2007

FICHA CATALOGRÁFICA

SILVA JR, CARLOS EVANGELISTA DA

Modelamento de Ressonadores *Dual-mode* com o Auxílio do Método FDTD para Projeto de Filtros de Microondas [Distrito Federal] 2007.

xiv, 110p., 210 x 297 mm (ENE/FT/UnB, Mestre, Engenharia Elétrica, 2007).

Dissertação de Mestrado – Universidade de Brasília. Faculdade de Tecnologia.

Departamento de Engenharia Elétrica.

1. Alimentação de ressoadores

2. Ressonadores em Anel

3. Ressonadores *Dual-mode*

4. Método FDTD

I. ENE/FT/UnB

II. Título (série)

REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

SILVA JR, C. E. (2007). Modelamento de Ressonadores *Dual-mode* com o Auxílio do Método FDTD para Projeto de Filtros de Microondas. Dissertação de Mestrado em Engenharia Elétrica, Publicação PPGENE.DM – 297 A/2007, Departamento de Engenharia Elétrica, Universidade de Brasília, Brasília, DF, 110p.

CESSÃO DE DIREITOS

AUTOR: Carlos Evangelista da Silva Júnior.

TÍTULO: Modelamento de Ressonadores *Dual-mode* com o Auxílio do Método FDTD para Projeto de Filtros de Microondas.

GRAU: Mestre

ANO: 2007

É concedida à Universidade de Brasília permissão para reproduzir cópias desta dissertação de mestrado e para emprestar ou vender tais cópias somente para propósitos acadêmicos e científicos. O autor reserva outros direitos de publicação e nenhuma parte dessa dissertação de mestrado pode ser reproduzida sem autorização por escrito do autor.

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente a Deus, à minha família e à minha futura esposa Karina. Agradeço aos meus orientadores Humberto Abdalla Junior e Antônio José Martins Soares pela paciência, pelos ensinamentos e, sobretudo, pelo exemplo de vida. Por fim Agradeço aos amigos da pós-graduação Ivan, Célio e Sara; aos técnicos do Grupo de Apoio Técnico do Departamento de Engenharia Elétrica e aos alunos do laboratório LTSD, sobretudo o Elder pela ajuda na confecção e medições do dispositivo implementado neste trabalho.

RESUMO

MODELAMENTO DE RESSOADORES *DUAL-MODE* COM O AUXÍLIO DO MÉTODO FDTD PARA PROJETO DE FILTROS DE MICROONDAS

Autor: Carlos Evangelista

Orientador: Humberto Abdalla Júnior

Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica

Brasília, Abril de 2007

A crescente demanda por serviços de telecomunicações, sobretudo comunicações sem fio, e o congestionamento do espectro de radiofrequências têm motivado o desenvolvimento de novos dispositivos de microondas com melhor desempenho e tamanho reduzido. Os ressoadores *dual-mode* são dispositivos com características altamente desejáveis dentro deste contexto, sobretudo por sua contribuição na redução de tamanho e peso. No presente trabalho, será estudada sua aplicabilidade na confecção de filtros. Inicialmente será realizado o modelamento do anel ressoador para a determinação de suas frequências de ressonância. Em seguida, será feita uma análise comparativa das diferentes estratégias de alimentação desse ressoador. Por fim, serão estudados o modelamento e as topologias de estruturas com anéis ressoadores *dual-mode* e sua aplicação na construção de filtros. As simulações apresentadas ao longo deste trabalho foram realizadas por meio de um *software* que implementa o método das Diferenças Finitas no Domínio do Tempo (FDTD – *Finite Difference Time Domain*). Foi construído e medido um protótipo de filtro utilizando ressoadores *dual-mode* para consolidar o trabalho e validar o *software* na prática.

ABSTRACT

MODELING OF *DUAL-MODE* RESONATORS WITH THE AID OF THE FDTD METHOD FOR PROJECT OF MICROWAVE FILTERS.

Author: Carlos Evangelista
Supervisor: Humberto Abdalla Junior
Graduate Program in Electrical Engineering
Brasília, April of 2007

The increasing demand for telecommunications services and the congestion of the radio frequencies spectrum have motivated the development of new devices with performance improved and small dimensions. This work will focus on *dual-mode* ring resonators and its applicability on the issue of assembly of filters. Initially, the model of the ring resonator and its resonance frequencies has been studied. Afterwards, a comparative analysis of different strategies of feeding have been made. Finally it has been studied the modeling of the structures with *dual-mode* rings resonators and a filter with this topology have been assembled. The simulations of this dissertation had been made by a developed *software* which implements the Finite Difference Time Domain method (FDTD).

ÍNDICE:

Capítulo	Página
1. INTRODUÇÃO.....	1
1.1 JUSTIFICATIVA E OBJETIVOS	1
1.2 ESCOPO DO TRABALHO	2
2. PRINCIPAIS CONCEITOS DE MICROONDAS E O <i>SOFTWARE</i> DESENVOLVIDO	3
2.1 PARAMETROS DE ESPALHAMENTO.....	3
2.2 LINHAS DE TRANSMISSÃO	5
2.2.1 <i>Stripline</i>	5
2.2.2 <i>Microstrip</i>	6
2.3 PROTÓTIPOS DE FILTROS DE MICROONDAS	9
2.3.1 Classificação da resposta de filtros.....	9
2.3.2 Circuito equivalente do protótipo passa-baixas.....	10
2.4 VALIDAÇÃO DO <i>SOFTWARE</i> DESENVOLVIDO	14
3. RESSOADORES EM ANEL.....	16
3.1 INTRODUÇÃO.....	16
3.2 MODELO BASEADO EM LINHAS DE TRANSMISSÃO	17
3.2.1 Modelo do <i>gap</i> de acoplamento	19
3.2.2 Cálculo da frequência de ressonância.....	21
3.3 CIRCUITO EQUIVALENTE DO RESSOADOR EM ANEL	23
3.4 ONDAS DE TENSÃO E CORRENTE NOS RESSOADORES EM ANEL.....	25
4. ALIMENTAÇÃO DE RESSOADORES <i>MICROSTRIP</i> EM ANEL	28
4.1 DISTRIBUIÇÕES DE CAMPOS NAS RESSONÂNCIAS	28
4.2 ALIMENTAÇÃO DIRETA	31
4.3 ALIMENTAÇÃO UTILIZANDO <i>GAP</i>	34
4.3.1 Ressonadores alimentados por <i>gap</i>	34
4.3.2 Efeito do tamanho do <i>gap</i> de acoplamento	35
4.3.3 Estratégias para aumentar o acoplamento	38
4.3.4 O acoplamento lateral.....	40

5. RESSOADORES <i>DUAL-MODE</i>	46
5.1 MODOS DE RESSONÂNCIA DEGENERADOS	46
5.2 ESTRUTURAS <i>DUAL-MODE</i>	48
5.3 MODELAMENTO DO EFEITO DA PERTURBAÇÃO.	53
6. FILTROS A RESSOADORES <i>DUAL-MODE</i>	59
6.1 RESPOSTAS PASSA-FAIXA OBTIDAS COM RESSOADORES <i>DUAL-MODE</i> EM ANEL ALIMENTADOS POR <i>GAP</i>	59
6.2 A PERTURBAÇÃO COMO FATOR DE AJUSTE DA RESPOSTA EM FREQUÊNCIA DE RESSOADORES EM ANEL.	68
6.3 IMPLEMENTAÇÃO E MEDIÇÃO DE UM FILTRO A RESSOADORES <i>DUAL-MODE</i>	75
7. CONCLUSÕES	80
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	82
APÊNCIDES	Erro! Indicador não definido.
A - O MÉTODO FDTD	85
A.1 INTRODUÇÃO.....	85
A.2 A ESTRUTURA DO MÉTODO FDTD	85
A.3 APLICAÇÃO DO MÉTODO FDTD EM ESTRUTURAS EM <i>MICROSTRIP</i>	92

LISTA DE FIGURAS:

Figura 2.1	Rede de duas portas mostrando as ondas incidentes e refletidas.....	3
Figura 2.3	Concepção da linha de transmissão planar <i>stripline</i>	6
Figura 2.4	Concepção da linha de transmissão planar <i>microstrip</i>	8
Figura 2.5	Constante dielétrica efetiva.....	8
Figura 2.6	Respostas de protótipos de filtros. (a) passa-baixas máxima planura (b) passa-baixas ondulações constantes (c) passa-faixa máxima planura (d) passa-faixa ondulações contantes.	11
Figura 2.7	Circuito de um protótipo de filtro passa-baixas de ordem n. (a) n par (b) n ímpar.	11
Figura 2.8	Equivalências relativas a utilização de inversores de imitância. (a) capacitor em paralelo e seu equivalente utilizando inversor de impedância (b) indutor em serie e seu equivalente utilizando inversor de admitância.	12
Figura 2.9	(a) protótipo passa-baixas utilizando inversor de impedância (b) protótipo passa-baixas utilizando inversor de admitância.....	13
Figura 2.10	Protótipo passa-faixa utilizando inversores de admitância.....	13
Figura 2.11	Estrutura utilizada para validar o <i>software</i> . (a) dimensões. (b) estrutura no plano xy	14
Figura 2.12	Comparação entre os resultados obtidos para o parâmetro S11 na simulação do <i>software</i> (a) e os resultados extraídos da literatura [6] (b).	15
Figura 3.1	Topologias típicas de ressoadores. Os comprimentos médios correspondem as linhas pontilhadas.....	16
Figura 3.2	Linha de transmissão de comprimento l modelada por um circuito em “T”.	18
Figura 3.3	Acoplamento do tipo <i>end-to-side</i>	20
Figura 3.6	Impedância de entrada da rede de duas portas de um ressoador em anel.....	23
Figura 3.8	Configuração de uma porta para o anel ressoador.....	25
Figura 3.9	Formas de onda ao longo das seções l_1 (a) e l_2 (b) do anel ressoador.	27
Figura 4.1	(a) ressoador quadrado em anel de comprimento igual a 72 mm simulado em um substrato de $\epsilon_r = 10,8$ e espessura igual a 1,27 mm, (b) parâmetro S21 ilustrando as frequências de ressonância.	29

Figura 4.2	Distribuições de campo quando a linha de alimentação de entrada é deslocada. (a) 1,56 GHz ($n=1$) e (b) 4,48 GHz ($n=3$).....	31
Figura 4.3	Parâmetros de espalhamento de um ressoador em anel alimentado diretamente.	32
Figura 4.4	Parâmetro S21 de um ressoador alimentado por linhas ortogonais conectadas diretamente, (a) estrutura e (b) parâmetro S21.	33
Figura 4.5	Distribuição de campo elétrico para o ressoador da Figura 4.4 para (a) 1,618 GHz e (b) 4,615 GHz.	33
Figura 4.6	Ressoador em anel alimentado por <i>gap</i> . (a) Estrutura. (b) Parâmetro S21 em função da frequência nas proximidades do modo fundamental do ressoador. Valor do <i>gap</i> = 0,8 mm.....	35
Figura 4.7	Anel ressoador alimentado por <i>gap</i> formando um circuito de uma porta (a) configuração e (b) circuito equivalente.....	36
Figura 4.8	(a) Anel ressoador alimentado por <i>gap</i> formando um circuito de duas portas e (b) circuito equivalente.	37
Figura 4.9	Parâmetro S21 de um anel ressoador para dois valores do <i>gap</i> de alimentação.....	38
Figura 4.10	Simulações variando-se a área de acoplamento para $g = 0,8$ mm. (a) Estrutura. (b) Parâmetro S21 em função da frequência nas proximidades do modo fundamental do ressoador.....	40
Figura 4.11	(a) Estrutura de um ressoador acoplado lateralmente com uma separação de 0,3 mm entre linha de alimentação e ressoador. (b) Parâmetro S21 em função da frequência nas proximidades do modo fundamental do ressoador.	41
Figura 4.12	Esboço da distribuição de corrente e de campos, o símbolo “x” ilustra um máximo de corrente e o símbolo “o” ilustra um mínimo. (a) Modo par. (b) Modo ímpar.	42
Figura 4.13	Distribuição de campo magnético para o ressoador da Figura 4.11: (a) 1,57 GHz. (b) 1,65 GHz. Os valores do campo H foram normalizados e expressos em dB.....	42
Figura 4.14	Efeito da variação da distância entre a linha de alimentação e o ressoador.	43

Figura 5.1 (a) Ressorador patch quadrado sobre um substrato dielétrico (b) Modelamento do ressoador patch quadrado pela cavidade de Wheeler.....	47
Figura 5.2 Exemplos de ressoadores <i>dual-mode</i>	49
Figura 5.5 Modelo do ressoador em anel quadrado como dois ressoadores de $\lambda g/2$ conectados em paralelo.....	50
Figura 5.6 (a) Distribuição de campo elétrico. (b) Máximos e mínimos das ondas de tensão e correntes. Ambas correspondentes ao modo $n = 2$ ($f = 3,29$ GHz). Em (b) os máximos de tensão foram obtidos de (a), pois a tensão é calculada a partir do campo elétrico(Apêndice A) então os máximos de tensão coincidem com os máximos de campo, como ocorre a formação de ondas estacionárias onde existe um máximo de tensão ocorre um mínimo de corrente.	51
Figura 5.7 Distribuição de campo no domínio da frequência, normalizado em dB, para um ressoador com as mesmas dimensões daquele da Figura 5.3, para o modo fundamental ($n = 1$) quando afetado pela perturbação. (a) sem perturbação $f = 1,56$ GHz, (b) após a introdução da perturbação para $f = 1,55$ GHz e (c) após a introdução da perturbação para $f = 1,63$ GHz.	52
Figura 5.8 (a) Ressorador anel quadrado com entrada/saída ortogonais. (b) circuito equivalente em termos de linhas de transmissão.	53
Figura 5.9 Modelo do ressoador anel quadrado com a adição de uma perturbação	54
Figura 5.10 Circuito equivalente para: (a) modo par e (b) modo ímpar	55
Figura 5.11 Efeito da variação do tamanho da perturbação para um ressoador quadrado de lado 20 mm alimentado por linhas ortogonais com um <i>gap</i> de 0,2 mm, $\epsilon_r = 10,8$ e $h = 1,27$ mm.....	58
Figura 6.1 Resultado de simulações de um ressoador quadrado de lado 20 mm e perturbação de 3 mm, alimentado por linhas ortogonais com um <i>gap</i> de 0.4mm, $\epsilon_r = 10$ e $h=1.57$ mm. (a) Estrutura (b) Parâmetro S21.....	60
Figura 6.2 Filtro de 2 polos utilizando um ressoador <i>dual-mode</i> em anel. (a) Estrutura onde $w = 1$ mm, $L = 20$ mm, $P = 3,8$ mm e <i>gap</i> = 0,2 mm, (b) Parâmetros S21 e S11.....	61

Figura 6.3 Resposta do filtro ao variar-se o tipo de perturbação. (a) Parâmetros S; (b) e (c) Estruturas com as respectivas legendas.....	63
Figura 6.4 Filtro obtido concatenando dois ressoadores <i>dual-mode</i> . (a) Estrutura onde $w = 1$ mm, $L = 20$ mm, $P = 7,5$ mm e $gap = 0,2$ mm; (b) Parâmetros S.....	64
Figura 6.5 Circuito equivalente do filtro da Figura 6.4.....	65
Figura 6.6 Acoplamentos não adjacentes que podem ser promovidos no modelo da Figura 6.5	66
Figura 6.7 Dobramento da estrutura para obter-se acoplamentos não adjacentes	66
Figura 6.8 (a) Dimensões da estrutura onde: $W = 1$ mm, $W_2 = 0,5$ mm, $L = 19$ mm, $S = 1,5$ mm, $P = 8$ mm e $gap = 0,2$ mm. (b) Parâmetros S.....	67
Figura 6.9 Ressorador de comprimento médio 72 mm, composto por linhas de 1mm de espessura, alimentado diretamente por linhas ortogonais. (a) Estrutura. (b) Parâmetros S.....	68
Figura 6.10 Ressorador da Figura 6.9 após a introdução de dois <i>stubs</i> . (a) Estrutura. (b) Parâmetros S ₂₁	71
Figura 6.11 Resposta passa faixa obtida com a utilização de <i>stubs</i> . (a) Dimensões da estrutura: anel de comprimento médio = 80mm, $W_1 = 2$ mm, $W_2 = 1$ mm, <i>Stubs</i> = 18mm. (b) Parâmetros S ₂₁	72
Figura 6.12 Melhorias na banda de rejeição obtidas com o uso da perturbação com o quadrado de canto em conjunto com os <i>stubs</i> . (a) Dimensões da estrutura: anel de comprimento médio = 80mm, $W_1 = 2$ mm, $W_2 = 1$ mm, <i>Stubs</i> = 18mm, $P = 1,5$ mm. (b) Parâmetros S ₂₁	73
Figura 6.13 Resultados da simulação com o uso da perturbação do tipo recorte de canto em conjunto com os <i>stubs</i> . (a) Dimensões da estrutura: anel de comprimento médio = 80mm, $W_1 = 2$ mm, $W_2 = 1$ mm, <i>Stubs</i> = 18mm, $P = 1,5$ mm. (b) Parâmetros S ₂₁	73
Figura 6.14 Filtro obtido concatenando dois ressoadores equivalentes aos mostrados na Figura 6.12. (a) Dimensões da estrutura: anel de comprimento médio = 80mm, largura das linhas = 1mm, <i>Stubs</i> = 17,8mm, $P = 2,8$ mm. (b) Parâmetros S ₂₁	74

Figura 6.15 Arranjo para caracterização dos dispositivo. (a) e (b) Filtro soldado aos conectores; (c) Ligação do filtro ao analisador de rede.	77
Figura 6.16 (a) fotos dos dispositivo (b) resposta simulada (c) resposta medida	Erro! Indicador não definido.
Figura A.1 Divisão do espaço em células	87
Figura A.2 Célula de Yee.....	87
Figura A.3 (a) Forma de onda no tempo do pulso gaussiano. (b) Espectro do pulso gaussiano.....	90
Figura A.4 Fluxograma do método FDTD	91
Figura A.5 Região computacional párea simulação de estruturas em <i>microstrip</i>	92
Figura A.6 Disposição da antena patch no plano xy analisada como exemplo.	93

LISTA DE TABELAS:

Tabela 3.1 Termos das equações (3.18) e (3.19).....	26
Tabela 4.1 Distribuição de campo elétrico e posição de máximo para as ressonâncias do ressoador quadrado da Figura 4.1.....	30
Tabela 4.2 Comparativo entre diferentes técnicas para aumentar o acoplamento.	39
Tabela 4.3 Efeito da introdução de <i>gap</i> 's em pontos estratégicos do ressoador em anel. <i>gap</i> de 0,3 mm e separação entre linha de alimentação e ressoador de 0,3 mm.	44
Tabela 6.1 Circuito equivalente do ressoador <i>dual-mode</i>	62
Tabela 6.2 Resultado da introdução de perturbação no ressoador quadrado da Figura 6.9	69
Tabela 6.3 Ilustração das etapas do processo de construção.....	76
Tabela 6.4 Comparação entre as respostas medida e simulada.....	78
Tabela A.1 Campo elétrico na direção z, calculado na interface entre o dielétrico e o vácuo, propagando-se ao longo da estrutura da Figura A.6	94

1. INTRODUÇÃO

1.1 JUSTIFICATIVA E OBJETIVOS

No mundo contemporâneo, os sistemas de comunicação de radiofrequência e microondas são importantes elementos na transmissão da informação. Com o crescente congestionamento do espectro, são cada vez mais exigidos filtros compactos e de alta performance. Como exemplo, em sistemas via satélite e em comunicações móveis, a utilização de dispositivos compactos, com baixo peso e pequenas perdas proporcionam grandes melhorias. Nesse contexto, os ressoadores *dual-mode* ocupam posição de destaque, sendo que, no presente trabalho, pretende-se abordar o modelamento e a aplicação desses componentes na construção de filtros.

O objetivo inicial do presente trabalho é estudar, dentro do universo de dispositivos utilizados na implementação de filtros, especificamente um componente que pode integrar grande parte deles: os ressoadores em anel. Tais dispositivos possuem inúmeras aplicações como em antenas, filtros, osciladores, *mixers*, *baluns*, acopladores, dentre outras.

O modelamento dos ressoadores em anel será feito utilizando tecnologia *microstrip*. O circuito equivalente dos mesmos será obtido em termos de parâmetros concentrados, e a distribuição de campos eletromagnéticos em seu interior será simulada numericamente.

Após o modelamento dos ressoadores em anel, serão estudadas topologias de anéis ressoadores *dual-mode*, que serão utilizados no projeto de filtros de microondas.

O método das Diferenças Finitas no Domínio do Tempo (FDTD – *Finite Difference Time Domain*) em estruturas *microstrip* será utilizado para o cálculo dos parâmetros dependentes da frequência e da distribuição de campos das estruturas. Assim, além de ser objeto de estudo, o método FDTD será uma ferramenta fundamental para o desenvolvimento deste trabalho pois, a partir dele, serão realizadas todas as simulações dos ressoadores em anel.

Com o intuito de consolidar o trabalho e validar o *software* na prática, foi construído e medido um filtro utilizando ressoadores *dual-mode*.

1.2 ESCOPO DO TRABALHO

No Capítulo 2, foi apresentado o conceito de parâmetros de espalhamento que são fundamentais na caracterização da resposta dos dispositivos de microondas. Também foi apresentada a teoria das linhas de transmissão que são o meio pelo qual os dispositivos são construídos. Além de ser validado, através de uma estrutura cujos resultados estão disponíveis na literatura, o *software* desenvolvido em FORTRAN implementando o método FDTD.

O modelamento dos ressoadores em anel foi desenvolvido no Capítulo 3. Inicialmente, a frequência de ressonância foi determinada através de um modelo baseado em linhas de transmissão. A seguir, determinou-se o circuito equivalente do ressoador e a distribuição de campos eletromagnéticos nos seus modos de ressonância.

No Capítulo 4, foram comparadas as respostas obtidas ao se alimentar o ressoador por meio de diferentes topologias, o que permite escolher a melhor topologia de alimentação para cada aplicação.

No Capítulo 5, foi mostrado o conceito e as aplicações dos ressoadores *dual-mode*. As aplicações desses ressoadores em filtros de microondas foram discutidas no Capítulo 6.

As conclusões pertinentes em relação ao trabalho foram apresentadas no Capítulo 7.

No Apêndice A, é mostrado o desenvolvimento matemático do método FDTD, e sua aplicação na análise de estruturas em *microstrip*.

2. PRINCIPAIS CONCEITOS DE MICROONDAS E O SOFTWARE DESENVOLVIDO

Neste capítulo serão apresentados os conceitos gerais utilizados no desenvolvimento do trabalho. Começando pelos parâmetros de espalhamento que permitem analisar a resposta de determinado dispositivo, passando pelos conceitos de linhas de transmissão que são importantes para se conhecer quais as possíveis tecnologias a serem utilizadas na implementação prática e suas características. Como o trabalho envolve filtros de microondas, também serão abordadas as questões básicas referente a este assunto. Por fim, será abordada a elaboração e validação do *software* desenvolvido implementando computacionalmente o método FDTD.

2.1 PARÂMETROS DE ESPALHAMENTO

Grande parte dos filtros e outros dispositivos de microondas são representados por uma rede de duas portas com ondas incidentes e ondas refletidas em ambas as portas, como mostrado na Figura 2.1.

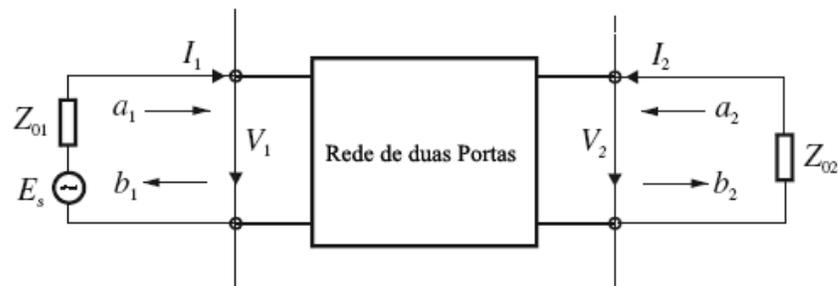


Figura 2.1 Rede de duas portas mostrando as ondas incidentes e refletidas.

Na Figura 2.1, por convenção, a onda incidente é representada por a_i e a onda refletida por b_i na i -ésima porta. A fonte conectada na porta 1 produz a onda incidente a_1 . Parte desta onda é refletida de volta para a entrada (devido a um descasamento de impedância) enquanto o restante do sinal é transmitido através da rede. A passagem pela rede altera tanto a magnitude quanto a fase do sinal. Dependendo do tipo de terminação na porta 2, parte do sinal é refletido de volta para a entrada (porta 1). Assim, a onda refletida b_1 depende dos sinais incidentes a_1 e a_2 nas duas portas. Similarmente, a onda de saída b_2 é dependente de a_1 e a_2 . Matematicamente, tem-se [1]:

$$b_1 = S_{11}a_1 + S_{12}a_2 \quad (2.1)$$

$$b_2 = S_{21}a_1 + S_{22}a_2 \quad (2.2)$$

Utilizando notação matricial, (2.1) e (2.2) podem ser escritas como:

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad (2.3)$$

$$[b] = [S][a] \quad (2.4)$$

onde $[S]$ é a chamada matriz de espalhamento de uma rede de duas portas; e S_{ij} são conhecidos como parâmetros de espalhamento dessa rede.

Os parâmetros S_{ij} são definidos em termos das ondas incidentes e refletidas como:

$$S_{11} = \left. \frac{b_1}{a_1} \right|_{a_2=0} \quad (2.5)$$

$$S_{21} = \left. \frac{b_2}{a_1} \right|_{a_2=0} \quad (2.6)$$

$$S_{12} = \left. \frac{b_1}{a_2} \right|_{a_1=0} \quad (2.7)$$

$$S_{22} = \left. \frac{b_2}{a_2} \right|_{a_1=0} \quad (2.8)$$

em que $a_n = 0$ implica que existe um casamento de impedância perfeito na porta n , ou seja, não existe reflexão nesse terminal devido à presença de uma carga casada.

Os parâmetros S_{11} e S_{22} são também chamados de coeficientes de reflexão; os parâmetros S_{12} e S_{21} são os coeficientes de transmissão. Os parâmetros S_{ij} são, em geral, complexos, sendo conveniente expressá-los em termos de suas amplitudes e fases. Para facilitar a interpretação das respostas em frequência dos dispositivos em análise, é usual plotar os parâmetros S_{ij} em decibels (dB).

2.2 LINHAS DE TRANSMISSÃO

As linhas de transmissão planares são o meio básico de transmissão de sinais empregado em circuitos integrados de microondas. A Figura 2.2 mostra a seção transversal das três linhas de transmissão básicas: *Stripline*, *Microstrip* e *Slotline*. Várias configurações oriundas dessas três linhas básicas foram desenvolvidas, oferecendo cada uma delas certas vantagens, dependendo do tipo de circuito projetado. Nesta seção, serão apresentadas brevemente as características essenciais das configurações básicas sem abordar suas variantes.

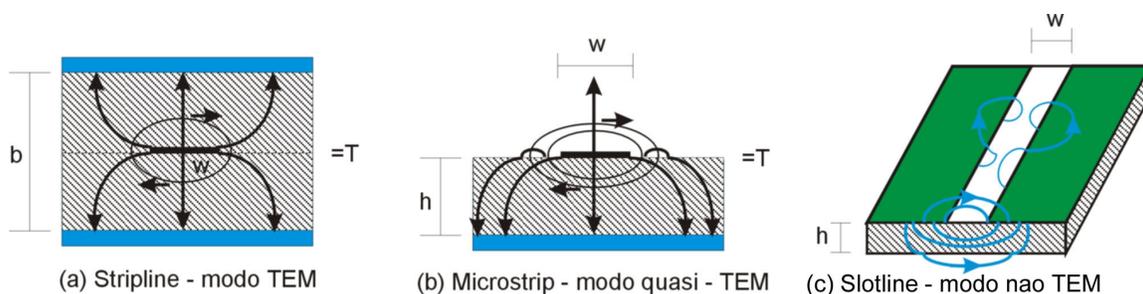


Figura 2.2 Linhas de transmissão planares básicas. Campo elétrico linha mais espessa, campo magnético linha mais fina e T representa a altura da camada de metal.

2.2.1 Stripline

O conceito de linha de transmissão em fita foi inicialmente proposto por Barrett [2], tendo como ponto de partida o cabo coaxial. A Figura 2.3 mostra as várias transformações realizadas no coaxial até a configuração final da *stripline*, que consiste de uma fita condutora situada simetricamente entre dois planos de largura infinita.

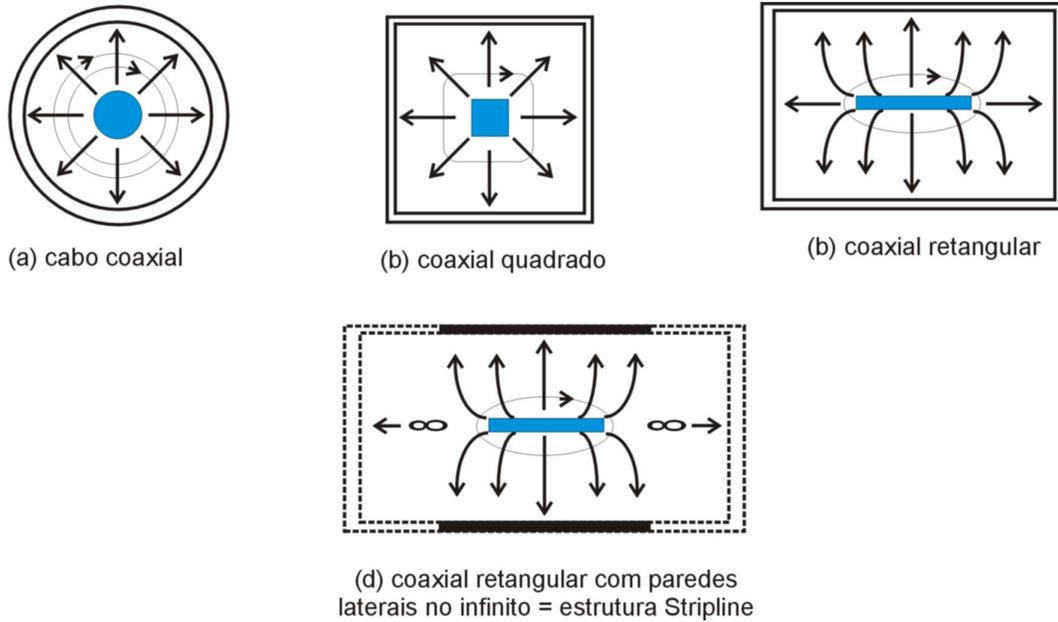


Figura 2.3 Concepção da linha de transmissão planar *stripline*.

O modo dominante de propagação na *stripline* é o modo TEM. Os campos elétrico e magnético são concentrados em volta da fita condutora e decaem rapidamente com a distância. A impedância característica Z e o comprimento de onda λ de uma *stripline* homogênea são dados por:

$$Z = Z_0 / \sqrt{\epsilon_r} \quad (2.9)$$

$$\lambda = \lambda_0 / \sqrt{\epsilon_r} \quad (2.10)$$

onde ϵ_r é a constante dielétrica relativa do meio, Z_0 a impedância característica da linha tendo o ar como dielétrico e λ_0 o comprimento de onda no espaço livre.

2.2.2 Microstrip

A linha *microstrip*, Figura 2.2b, foi proposta imediatamente após a *stripline* [3]. Diferentemente da *stripline*, a linha *microstrip* é uma estrutura não-homogênea tendo como modo dominante de propagação o modo quase-TEM. Seu princípio de funcionamento é baseado na linha de transmissão bifilar como ilustrado na Figura 2.4. As linhas de campo elétrico e magnético são concentradas predominantemente no substrato dielétrico abaixo da

fita condutora e algumas delas na região de espaço livre acima da fita. Quanto maior a constante dielétrica relativa ϵ_r do substrato, maior será a concentração de energia no substrato. Embora o meio de propagação seja não-homogêneo, para efeito de análise ele pode ser substituído por um meio homogêneo com uma constante dielétrica efetiva ϵ_f , cujo valor se encontra entre os limites $(1+\epsilon_r)/2 < \epsilon_f < \epsilon_r$, como ilustra a Figura 2.5. A impedância característica Z e o comprimento de onda são expressos em termos de ϵ_f como [4]:

$$Z = Z_o / \sqrt{\epsilon_f} \quad (2.11)$$

$$\lambda = \lambda_o / \sqrt{\epsilon_f} \quad (2.12)$$

Na realidade, a constante dielétrica efetiva, ϵ_f , é uma função da frequência. Seu valor é considerado constante dentro dos limites quase-estático, e aproxima-se da permissividade ϵ_r quando a frequência tende para o infinito [5]. Na prática, a frequência limite até onde a análise quase-estática é válida é dada pelo surgimento do modo TM que se acopla facilmente ao modo quase-TEM. Para linhas *microstrip* estreitas, a frequência de corte do modo TM é dada por [6]:

$$f_{cTM} = \frac{c \tan^{-1}(\epsilon_r)}{\sqrt{2\pi h} \sqrt{\epsilon_r - 1}} \quad (2.13)$$

onde c é a velocidade da onda eletromagnética no espaço livre e h a altura do substrato. Para linhas *microstrip* largas (baixas impedâncias), a frequência de corte do modo TM é dada por:

$$f_{cTM} = \frac{c}{4h\sqrt{\epsilon_r - 1}} \quad (2.14)$$

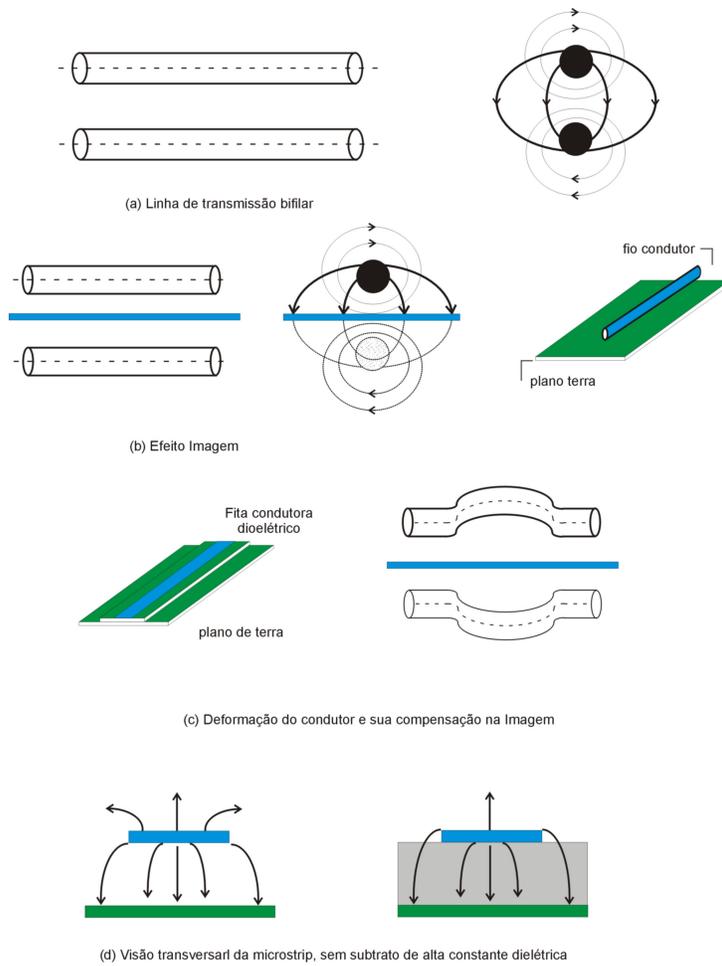


Figura 2.4 - Concepção da linha de transmissão planar *microstrip*.

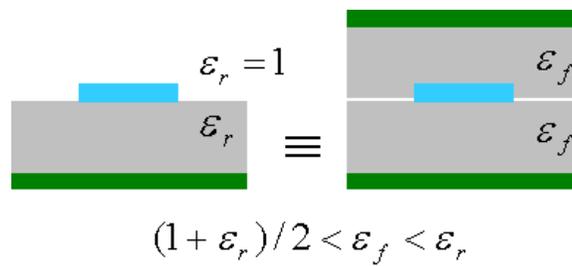


Figura 2.5 - Constante dielétrica efetiva.

2.3 PROTÓTIPOS DE FILTROS DE MICROONDAS

A resposta de qualquer circuito contendo elementos reativos depende da frequência. Se a frequência da onda de entrada variar, as reatâncias (capacitiva e indutiva) também variam. Assim, esses circuitos são chamados circuitos seletores de frequência. Filtros são dispositivos seletores de frequência, contendo elementos reativos, que atuam de forma a modificar o espectro de uma dada onda de entrada produzindo uma onda filtrada na saída.

2.3.1 Classificação da resposta de filtros

Os dois parâmetros principais que permitem caracterizar um filtro são [1]:

- Perdas de Inserção: $L_I = -20\log|S_{mn}|$ dB $m, n = 1, 2, \dots (m \neq n)$ (2.15)

- Perdas de Retorno: $L_R = 20\log|S_{nn}|$ dB $n = 1, 2, \dots$ (2.16)

As equações (2.15) e (2.16) são obtidas de uma relação de potências (na entrada, na saída e refletida) representada em dB. Ao simular numericamente ou ao medir uma estrutura o que, em geral, é calculado ou medido são tensões, logo, é mais prático representar as perdas em termos de tensões, assim elas ficam diretamente relacionadas aos parâmetros S conforme descrito nas equações (2.15) e (2.16). É usual também caracterizar um filtro representando os parâmetros S em dB como mostrado por (2.17). Os dispositivos objeto de estudo deste trabalho serão caracterizados desta forma.

$$20\log|S_{mn}| \text{ dB} \quad (2.17)$$

Os filtros podem ser classificados de várias maneiras. Uma delas é de acordo com o tipo de construção usada, como, por exemplo, filtros em parâmetros concentrados e filtros com linhas de transmissão (parâmetros distribuídos). Os filtros em parâmetros concentrados são usados num intervalo que compreende desde a frequência DC até algumas dezenas de MHz. Acima destas frequências, sobretudo na faixa de microondas, os filtros em parâmetros distribuídos são utilizados. De acordo com a sua função, os filtros podem ainda ser

classificados como: filtro passa-baixas (FPB), filtro passa-altas(FPA), filtro passa-faixa (FPF), filtro rejeita-faixa (FRF) ou filtro passa-tudo. O filtro passa-tudo, que não rejeita nenhuma faixa de frequência, não é utilizado para filtrar o sinal e sim para efetuar correção de fase.

A função de transferência de um filtro é definida como o quadrado do coeficiente de transmissão, ou seja, é definida como $|S_{21}(\Omega)|^2$. Sendo dependente da frequência angular normalizada que é definida como:

$$\Omega = \frac{\omega}{\omega_1} \quad (2.18)$$

onde ω e ω_1 são a frequência angular e a frequência angular de corte, respectivamente.

Respostas de protótipos de filtros passa-baixas estão exemplificadas na Figura 2.6 para uma função de transferência de máxima planura, Figura 2.6(a), e com ondulações constantes, Figura 2.6(b). Estas respostas são também conhecidas como filtros de Butterworth e Chebyshev, respectivamente. A partir do protótipo de um filtro passa-baixas, pode ser obtido o protótipo de um filtro passa-faixa através de transformações em frequência [1]. As Figuras 2.6 (c) e (d) ilustram as respostas passa-faixa.

2.3.2 Circuito equivalente do protótipo passa-baixas

O circuito do protótipo de um filtro passa-baixas de grau n está ilustrado na Figura 2.7 para n par e n ímpar. A forma de funcionamento deste circuito pode ser intuitivamente entendida. Nas baixas frequências, o indutor tende a se comportar como um curto-circuito e o capacitor como um circuito em aberto, logo, no circuito, grande parte da energia da entrada é acoplada na saída. À medida que a frequência aumenta, o capacitor tende a se comportar como um curto e o indutor como um circuito em aberto, impedindo assim a passagem de sinal. Quanto maior o número de elementos no circuito maior será a seletividade do mesmo, se aproximando cada vez mais do filtro passa baixas ideal à medida que o numero de elementos aumenta.

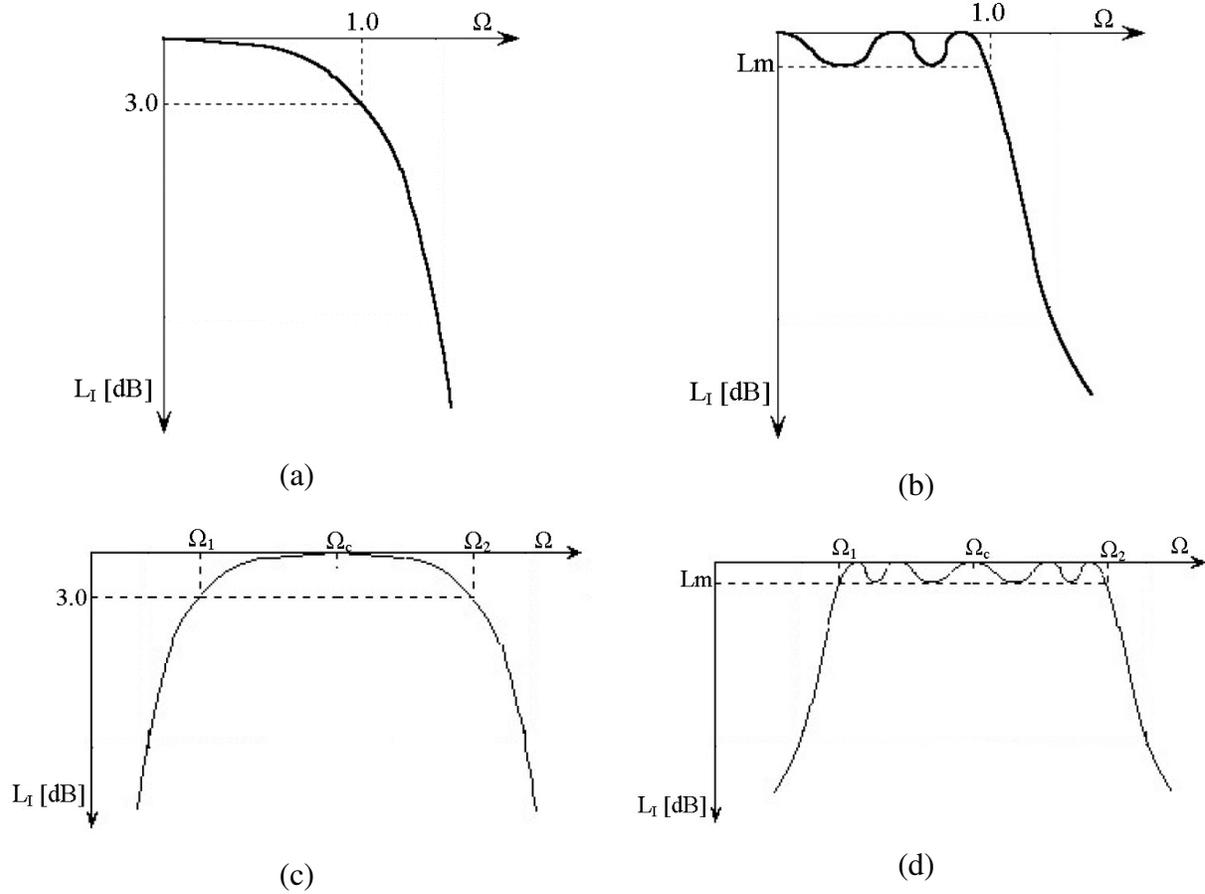


Figura 2.6 Respostas de protótipos de filtros. (a) passa-baixas máxima planura (b) passa-baixas ondulações constantes (c) passa-faixa máxima planura (d) passa-faixa ondulações constantes.

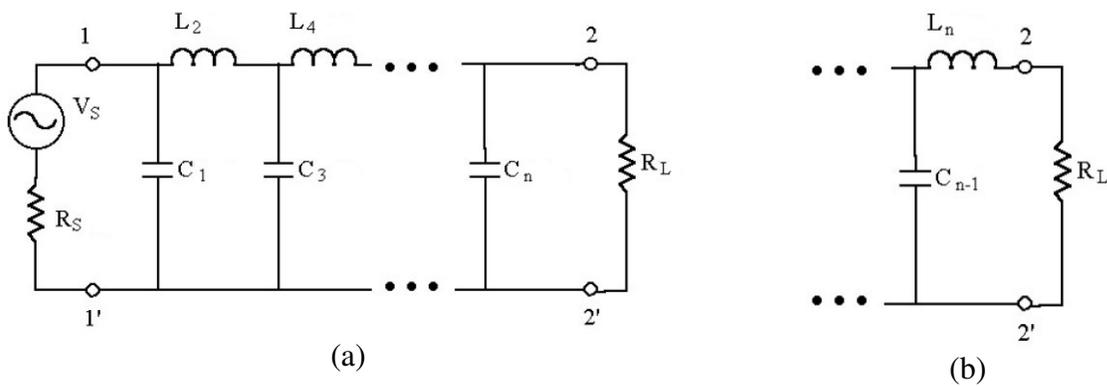


Figura 2.7 Circuito de um protótipo de filtro passa-baixas de ordem n . (a) n par (b) n ímpar.

Uma descrição alternativa do protótipo de um filtro passa-baixas pode ser feita através de inversores de impedância, que é um termo genérico utilizado para designar tanto inversores de impedância quanto de admitância.

Um inversor de impedância é uma rede de duas portas cuja única propriedade é que a impedância de saída é o inverso da impedância da entrada, ou seja, sendo Z_1 a impedância vista na entrada e Z_2 a impedância de terminação, o papel do inversor é o descrito por (2.19). De maneira inteiramente análoga, o inversor de admitância é representado por (2.20). K e J são constantes reais denominadas de impedância característica e admitância característica do inversor, respectivamente [1].

$$Z_1 = \frac{K^2}{Z_2} \quad (2.19)$$

$$Y_1 = \frac{J^2}{Y_2} \quad (2.20)$$

Pode ser demonstrado da teoria de circuitos que uma indutância em série com um inversor de impedância em cada lado é equivalente a um capacitor em paralelo. De maneira análoga, uma capacitância em paralelo com um inversor de admitância de cada lado equivale a uma indutância em série. A Figura 2.8 ilustra essas equivalências.

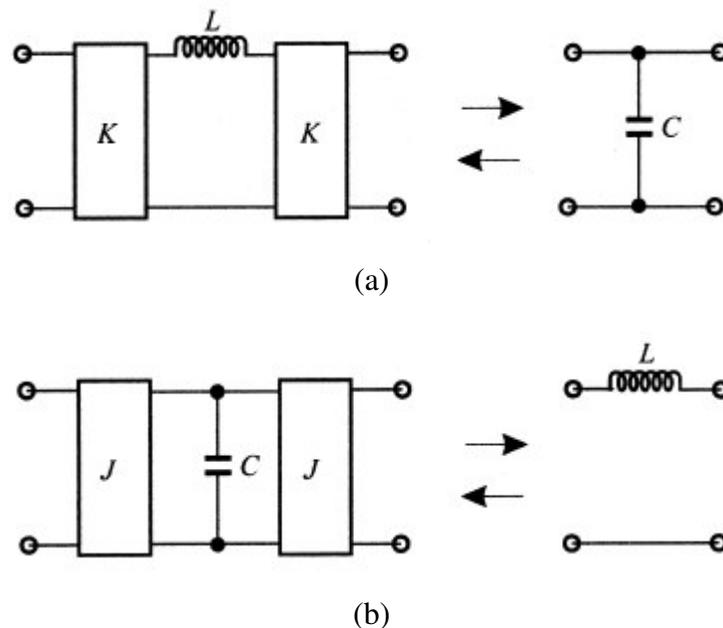


Figura 2.8 Equivalências relativas à utilização de inversores de impedância. (a) capacitor em paralelo e seu equivalente utilizando inversor de impedância (b) indutor em série e seu equivalente utilizando inversor de admitância.

Aplicando o conceito de inversor de imitância ao protótipo passa-baixas da Figura 2.7 resulta nos protótipos de filtro ilustrado na Figura 2.9. Um filtro passa-faixa também pode ser modelado com inversores de imitância de maneira análoga ao filtro passa-baixas. Por uma questão de padronização neste trabalho, quando for necessário, será usado o modelo de filtro passa-faixa com inversores de admitância como mostrado na Figura 2.10.

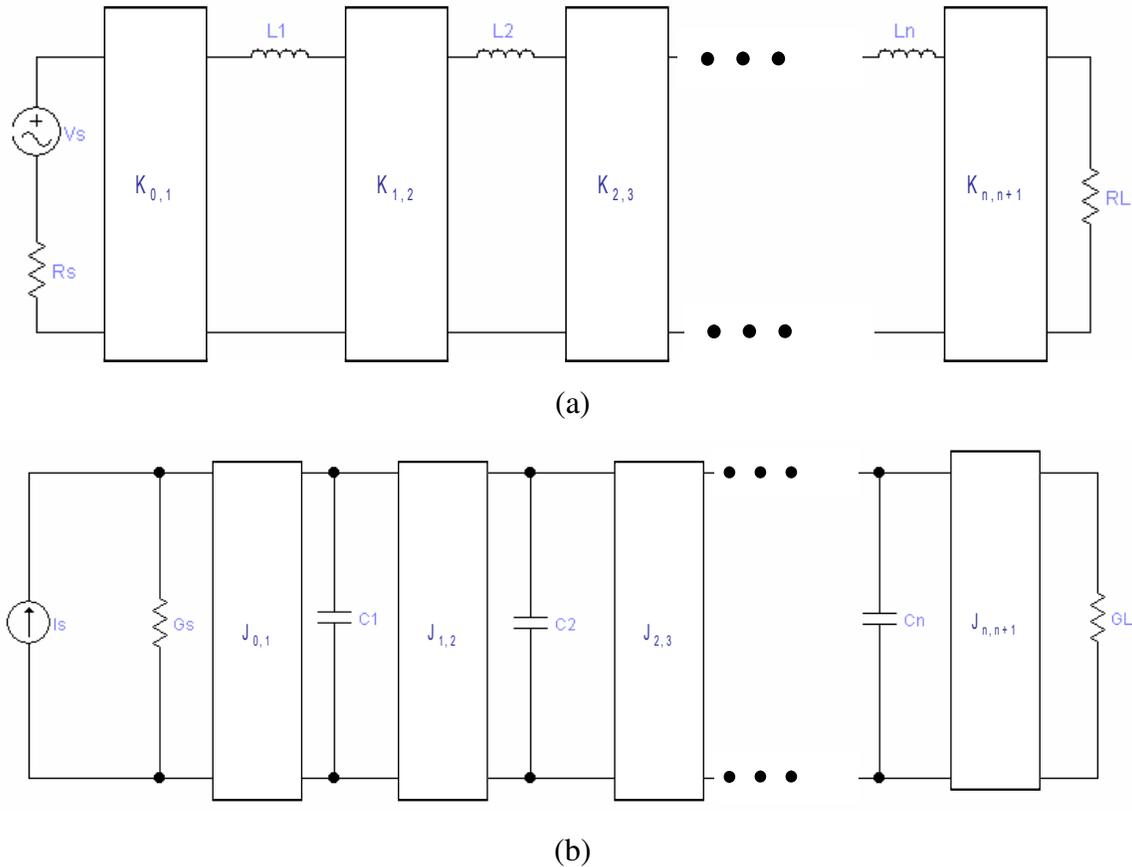


Figura 2.9 (a) Protótipo passa-baixas utilizando inversor de impedância, (b) protótipo passa-baixas utilizando inversor de admitância.

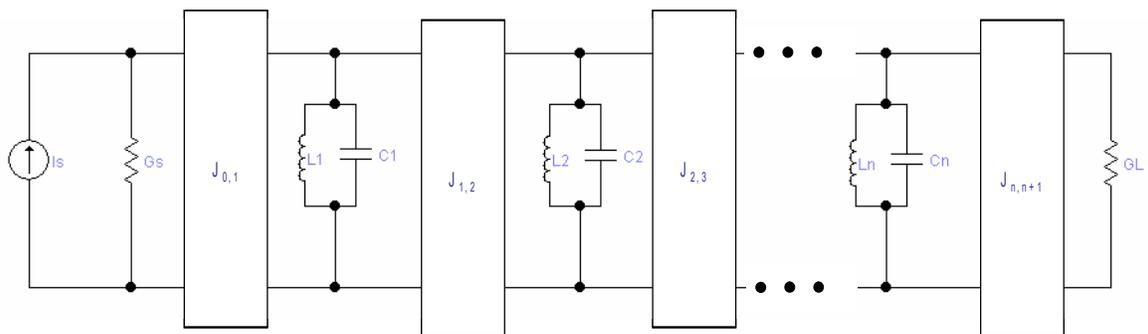


Figura 2.10 Protótipo passa-faixa utilizando inversores de admitância.

2.4 VALIDAÇÃO DO *SOFTWARE* DESENVOLVIDO

Com o intuito de simular as estruturas objeto deste trabalho com meios próprios, foi desenvolvido um *software* na linguagem FORTRAN implementando o método das Diferenças Finitas no Domínio do Tempo (FDTD – *Finite Difference Time Domain*). O desenvolvimento do método FDTD está contido no Apêndice deste trabalho. O *software* implementa o método FDTD em estruturas planares (seção A.3 do Apêndice) calculando os parâmetros de espalhamento S_{11} e S_{21} . Além disso, podem ser plotadas as distribuições de campo elétrico e magnético no tempo e na frequência. O *software* calcula e grava os resultados em um arquivo de extensão *.m, que por sua vez, é plotado em ambiente MATLAB.

Para validar o *software*, foi simulada uma estrutura extraída da literatura[6] e comparados os resultados. Tal estrutura, ilustrada na Figura 2.11, trata-se de um filtro passa-baixas.

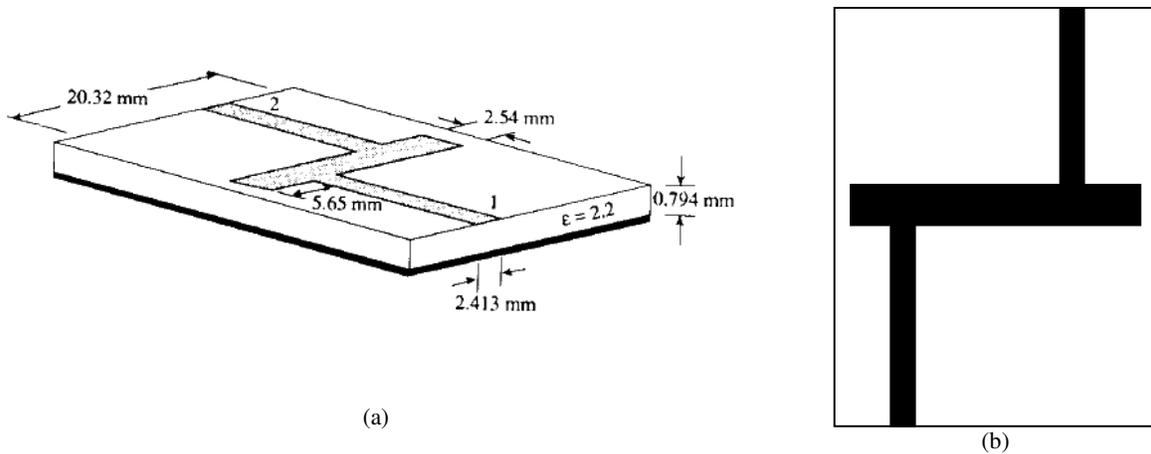
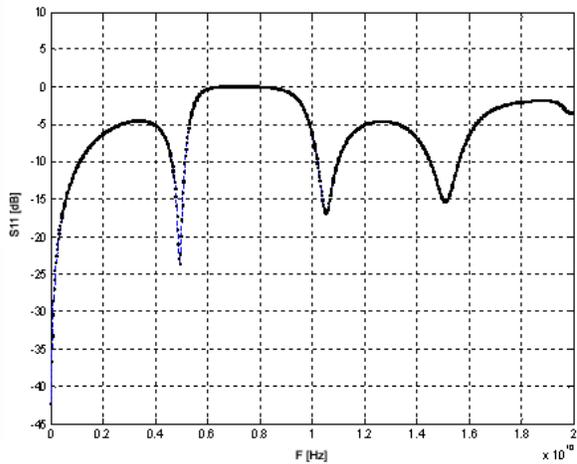
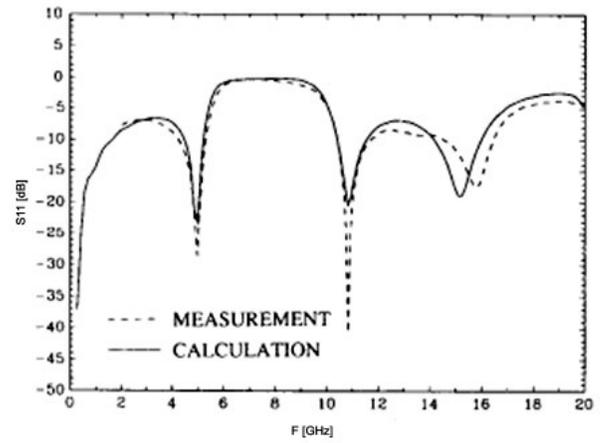


Figura 2.11 Estrutura utilizada para validar o *software*. (a) dimensões. (b) estrutura no plano xy

Os parâmetros de espalhamento foram calculados como descrito no Apêndice A, os resultados da comparação dos parâmetros S_{11} e S_{21} estão ilustrados nas Figuras 2.12 e 2.13, respectivamente. A partir dessas figuras, conclui-se que os resultados obtidos pelo *software* desenvolvido possuem uma boa aproximação com aqueles disponíveis na literatura. Como, na literatura, os resultados simulados com o método FDTD são comparados com resultados de medidas, pode-se concluir que o *software* desenvolvido fica validado, podendo ser utilizado no projeto de estruturas a serem implementadas na prática.

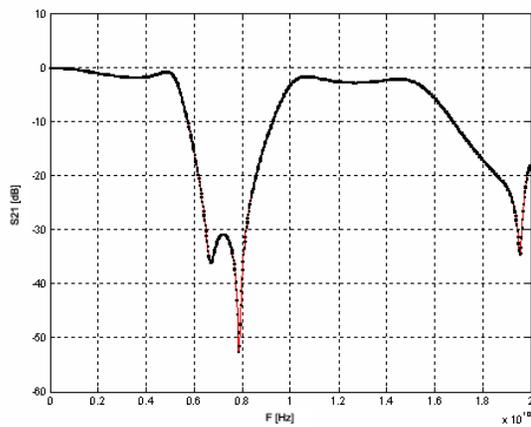


(a)

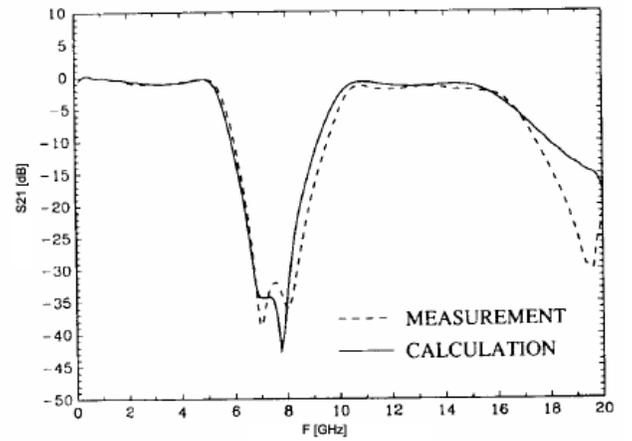


(b)

Figura 2.12 Resultados obtidos para o parâmetro S_{11} (a) na simulação do *software* e (b) extraídos da literatura [6].



(a)



(b)

Figura 2.13 Resultados obtidos para o parâmetro S_{21} . (a) na simulação do *software* e (b) extraídos da literatura [6].

3. RESSOADORES EM ANEL

Neste capítulo será tratado o modelamento analítico dos ressoadores em anel. Depois de uma breve introdução será desenvolvido um modelo baseado em linha de transmissão em que será mostrado como se calcular analiticamente a frequência de ressonância. O circuito equivalente do anel em parâmetros concentrados será demonstrado, o que é útil no projeto de filtros pois, pelo circuito equivalente, pode-se saber como será a atuação do anel ressoador no filtro. Por fim, serão mostradas as ondas estacionárias de tensão e corrente que se formam na ressonância. Este conceito é extremamente útil pois as ondas de tensão estão relacionadas diretamente ao campo elétrico. Através da distribuição de campo elétrico na ressonância pode-se saber qual o melhor tipo de alimentação para o ressoador para determinada aplicação, como será abordado no próximo capítulo

3.1 INTRODUÇÃO

Um ressoador em anel é constituído por uma linha de transmissão formando um *loop* fechado. A ressonância é estabelecida quando o comprimento médio do ressoador é igual a um múltiplo do comprimento de onda. A Figura 3.1 ilustra um anel ressoador quadrado cujo comprimento médio é l_r e um anel circular cujo comprimento médio é $2\pi r$.

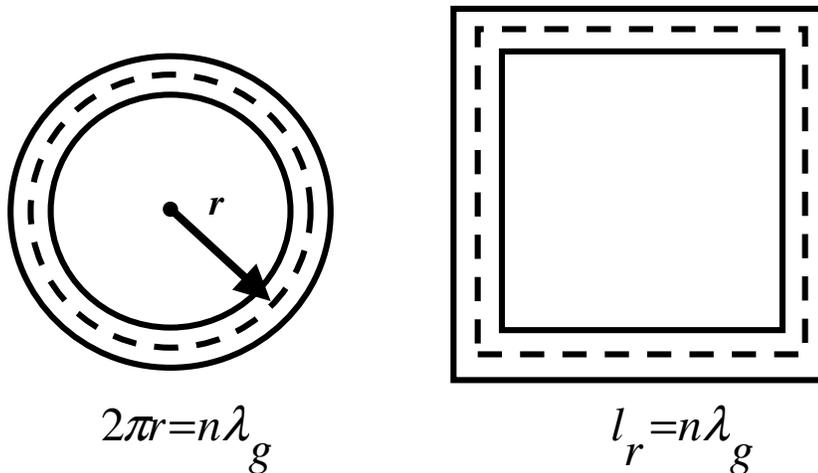


Figura 3.1 – Topologias típicas de ressoadores. Os comprimentos médios correspondem às linhas pontilhadas.

Os primeiros ressoadores em anel em tecnologia *microstrip* foram propostos por P. Troughton em 1969. Ele os utilizava para medir a velocidade de fase e as características dispersivas de linhas *microstrip*. Esses ressoadores também eram aplicados em medições de descontinuidades em linhas *microstrip*. A partir de 1980, aplicações utilizando circuitos em anel, como antenas, filtros, osciladores, *mixers*, *baluns* e acopladores, começaram a emergir.

Na análise e modelamento de ressoadores planares, pode-se usar mais de uma metodologia. Por meio da distribuição de campos eletromagnéticos, baseada na teoria eletromagnética, obtém-se resultados acurados e rigorosos. Este tipo de análise, pode ser usada em estruturas de alta complexidade, é realizado principalmente por meio de ferramentas CAD (*computer aided design*) que implementam métodos tais como FDTD (*Finite Difference Time Domain*). A análise da distribuição de campos em ressoadores *microstrip* em anel foi introduzida, em 1971, por Wolff e Knoppik criando-se um modelo conhecido como modelo da parede magnética [7].

A análise de ressoadores por meio da teoria de circuitos é mais simples que a abordagem eletromagnética e pode ser usada em circuitos em anel com variações e descontinuidades. Chang propôs um modelo razoavelmente acurado baseado em linhas de transmissão [8]. Tal método inclui fatores que afetam a ressonância como dispersão na *microstrip*, curvatura do ressoador e perturbações.

3.2 MODELO BASEADO EM LINHAS DE TRANSMISSÃO

O anel ressoador pode ser modelado pelo circuito equivalente de uma linha de transmissão [8,9]. A partir do circuito equivalente, técnicas de análise de circuitos são usadas para determinar a impedância de entrada e a frequência de ressonância. Na análise de filtros, uma prática comum é empregar uma rede de duas portas com o circuito equivalente em parâmetros concentrados [8]. Adotando esse raciocínio, foi escolhido um modelo geral em T para representar a linha, como ilustrado na Figura 3.2.

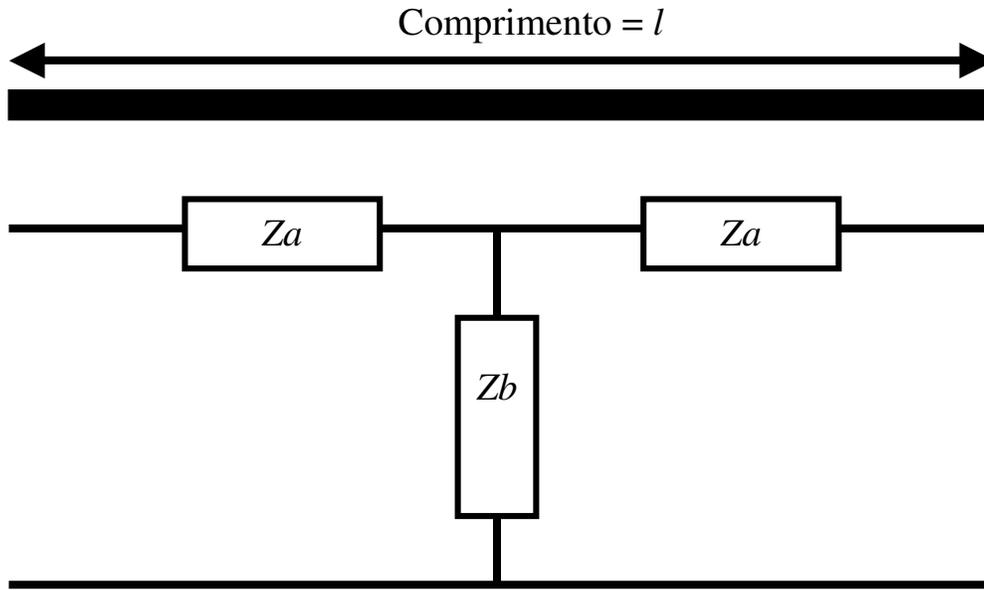


Figura 3.2 – Linha de transmissão de comprimento l modelada por um circuito em “T”.

Os parâmetros Z_a e Z_b são dados por (3.1) e (3.2), onde γ é a constante de propagação, l é o comprimento da linha e Z_o é a impedância característica da linha [8].

$$Z_a = Z_o \tanh \frac{\gamma \cdot l}{2} \quad (3.1)$$

$$Z_b = \frac{Z_o}{\sinh \gamma \cdot l} \quad (3.2)$$

A linha de transmissão pode ser caracterizada por quatro parâmetros distribuídos ao longo da linha: resistência R e indutância L em série, condutância G e capacitância C em paralelo. A partir desses parâmetros, a constante de propagação pode ser definida por

$$\gamma = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} \quad (3.3)$$

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad (3.4)$$

em que α é a constante de atenuação e β é a constante de fase. Nas linhas de transmissão com baixas perdas, o efeito devido a L e C tende a ser dominante. Sendo assim, assume-se que os valores de R e G são desprezíveis, resultando em:

$$\gamma \approx j\omega\sqrt{LC} \quad (3.5)$$

$$\gamma \approx j\beta \quad (3.6)$$

Assumindo o caso sem perdas, os parâmetros do circuito equivalente de T tornam-se:

$$Z_a = jZ_o \tan \frac{\beta l}{2} \quad (3.7)$$

$$Z_b = -jZ_o \csc \beta l \quad (3.8)$$

3.2.1 Modelo do *gap* de acoplamento

Um *gap* do tipo *end-to-side*, Figura 3.3, é uma aproximação mais acurada para os *gap*'s de acoplamento em ressoadores, contudo, tal descontinuidade é um problema mais difícil de se resolver porque o mesmo não se reduz a um problema bidimensional. Para simplificar o modelamento, será adotado um *gap* de acoplamento do tipo *end-to-end*, Figura 3.4a.



Figura 3.3 – Acoplamento do tipo *end-to-side*.

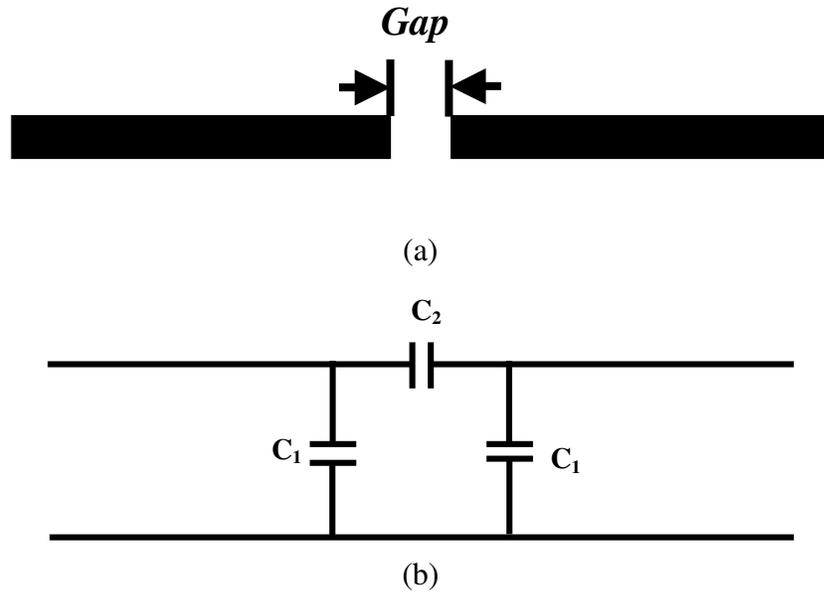


Figura 3.4 – (a) Acoplamento *end-to-end* e (b) circuito equivalente do acoplamento *end-to-end*.

O circuito equivalente para o *gap* em *microstrip* é uma rede em π ilustrada na Figura 3.4b, onde C_2 é devido ao acúmulo de cargas entre as duas linhas *microstrip* e C_1 é devido aos campos de “franja” na abertura do circuito. Essas capacitâncias são calculadas por [8]

$$C_1 = \frac{1}{2} C_{even} \quad (3.9)$$

$$C_2 = \frac{1}{2} \left(C_{odd} - \frac{1}{2} C_{even} \right) \quad (3.10)$$

em que C_{even} resulta de uma excitação do tipo simétrica e C_{odd} de uma excitação assimétrica. Os valores dessas duas capacitâncias podem ser obtidos por

$$\left. \begin{aligned} \frac{C_{odd}}{W} &= \left(\frac{gap}{W} \right)^{m_o} e^{k_o} \quad [pF/m] \\ \frac{C_{even}}{W} &= 12 \left(\frac{gap}{W} \right)^{m_e} e^{k_e} \quad [pF/m] \end{aligned} \right\} 0,5 \leq w/h \leq 2,0 \quad (3.11)$$

em que m_o , k_o , m_e e k_e são constantes dependentes das dimensões da estrutura.

Considerando-se os circuitos equivalentes do *gap* e da linha de transmissão, obtém-se o circuito equivalente para o ressonador, como ilustrado na Figura 3.5 [9].

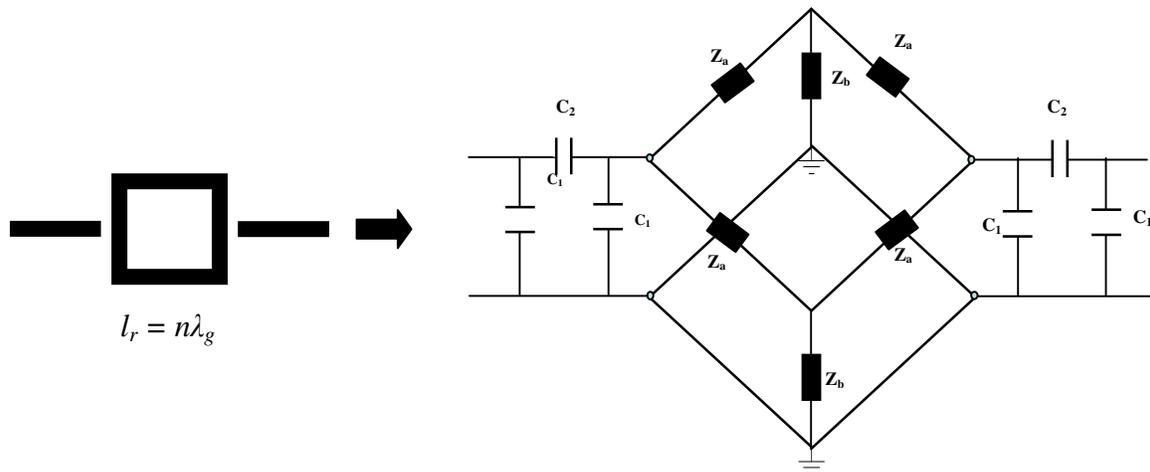


Figura 3.5 – Circuito equivalente para o anel ressonador alimentado por *gap*.

3.2.2 Cálculo da frequência de ressonância

O circuito da Figura 3.5 pode ser reduzido a um circuito de uma porta, inserindo-se uma impedância arbitrária (impedância de carga) em uma das portas. Tal impedância deve possuir o mesmo valor da impedância das linhas de alimentação. Um valor padrão em medidas de circuitos de microondas é 50Ω . Devido à simetria do circuito equivalente, o mesmo pode ser simplificado usando-se combinações em série e paralelo, sendo a impedância de entrada dada por $Z_{in} = R_{in} + jX_{in}$, em que os valores de R_{in} e X_{in} são dados por [9].

$$R_{in} = \frac{C(C_1 + C_2)[(C_1 + C_2) - \omega D(C_1^2 + 2C_1C_2)]}{[(C_1 + C_2) - \omega D(C_1^2 + 2C_1C_2)]^2 + [\omega C(C_1^2 + 2C_1C_2)]^2} \quad (3.12)$$

$$+ \frac{[D(C_1 + C_2) - \omega^{-1}][\omega C(C_1^2 + 2C_1C_2)]}{[(C_1 + C_2) - \omega D(C_1^2 + 2C_1C_2)]^2 + [\omega C(C_1^2 + 2C_1C_2)]^2}$$

$$X_{in} = \frac{[D(C_1 + C_2) - \omega^{-1}][(C_1 + C_2) - \omega D(C_1^2 + 2C_1C_2)]}{[(C_1 + C_2) - \omega D(C_1^2 + 2C_1C_2)]^2 + [\omega C(C_1^2 + 2C_1C_2)]^2} \quad (3.13)$$

$$+ \frac{[D(C_1 + C_2) - \omega C^2(C_1 + C_2)(C_1^2 + 2C_1C_2)]}{[(C_1 + C_2) - \omega D(C_1^2 + 2C_1C_2)]^2 + [\omega C(C_1^2 + 2C_1C_2)]^2}$$

Os parâmetros A , B , C e D nas equações (3.12) e (3.13) são dados por:

$$A = \frac{RC_2^2}{(C_1 + C_2)^2 + [\omega R(C_1^2 + 2C_1C_2)]^2}$$

$$B = \frac{(C_1 + C_2) + \omega^2 R^2(C_1^2 + 2C_1C_2)(C_1 + C_2)}{\omega(C_1 + C_2)^2 + \omega[\omega R(C_1^2 + 2C_1C_2)]^2}$$

$$C = \frac{AZ_b}{(2A)^2 + (Z_a - 2B - Z_b)^2}$$

$$D = \frac{1}{2} \left[(Z_a - Z_b) - \frac{Z_b^2(Z_a - 2B - Z_b)}{(2A)^2 + (Z_a - 2B - Z_b)^2} \right]$$

em que R é a resistência de carga.

A frequência de ressonância do circuito é definida como a frequência na qual a impedância de entrada torna-se puramente resistiva, ou seja, a ressonância ocorre na frequência na qual $X_{in} = 0$.

3.3 CIRCUITO EQUIVALENTE DO RESSOADOR EM ANEL

Considere o anel ressoador como um circuito de duas portas em que a saída esteja em aberto ($i_2 = 0$ na porta 2), como ilustrado na Figura 3.6. Nesse modelo de uma porta, a impedância de entrada será determinada por meio de operações com a matriz Y (matriz de admitância) [10].

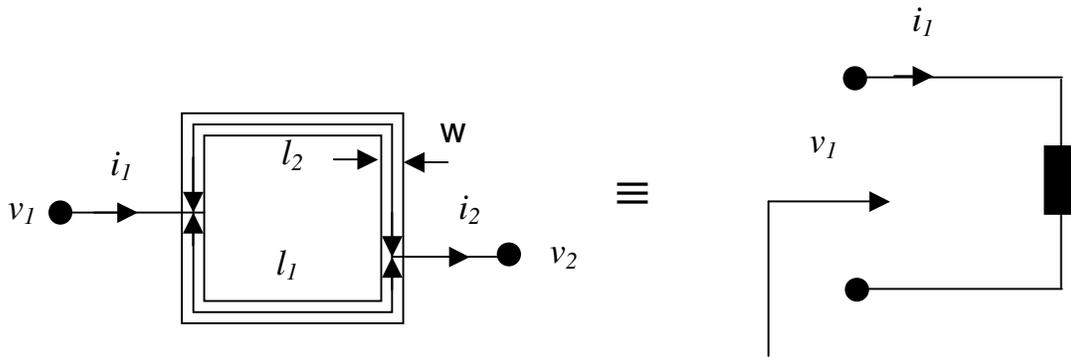


Figura 3.6 – Impedância de entrada da rede de duas portas de um ressoador em anel.

O ressoador é dividido pelas portas de entrada e saída, em posições arbitrárias, nas duas seções l_1 e l_2 formando um circuito em paralelo como mostrado na Figura 3.6. Para esse circuito em paralelo, a matriz Y é dada por [8]

$$\begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_o [\coth(\gamma l_1) + \coth(\gamma l_2)] & -Y_o [\operatorname{csch}(\gamma l_1) + \operatorname{csch}(\gamma l_2)] \\ -Y_o [\operatorname{csch}(\gamma l_1) + \operatorname{csch}(\gamma l_2)] & Y_o [\coth(\gamma l_1) + \coth(\gamma l_2)] \end{bmatrix} \quad (3.14)$$

Fazendo $i_2 = 0$, a impedância de entrada pode ser determinada como:

$$Z_{ic} = \frac{Y_{22}}{Y_{11}Y_{22} - Y_{12}Y_{21}} = \frac{Z_o}{2} \frac{1 + j \tanh(\alpha l_g) \tan(\beta l_g)}{\tanh(\alpha l_g) + j \tan(\beta l_g)} \quad (3.15)$$

onde $l_g = l/2 = \lambda_g/2$. Usando algumas suposições e derivações para αl_g e βl_g tem-se [10]

$$Z_{ic} \cong \frac{Z_o / 2 \alpha l_g}{1 + j \pi \Delta \omega / \alpha l_g \omega_o} \quad (3.16)$$

Para um circuito generalizado em paralelo com elementos G , L e C , a impedância de entrada é [10]:

$$Z_{ic} = \frac{1}{G_c + 2j\Delta\omega C_c} \quad (3.17)$$

Comparando as equações (3.16) e (3.17) e considerando que $\omega_o = 1/\sqrt{L_c C_c}$, tem-se:

$$G_c = 2\alpha l_g / Z_o = \alpha \lambda_g / Z_o \quad C_c = \pi / Z_o \omega_o \quad L_c = 1 / \omega_o^2 C_c$$

onde G_c , L_c e C_c são a condutância, a indutância e a capacitância equivalente do ressonador em anel, resultando no circuito em parâmetros concentrado ilustrado na Figura 3.7.

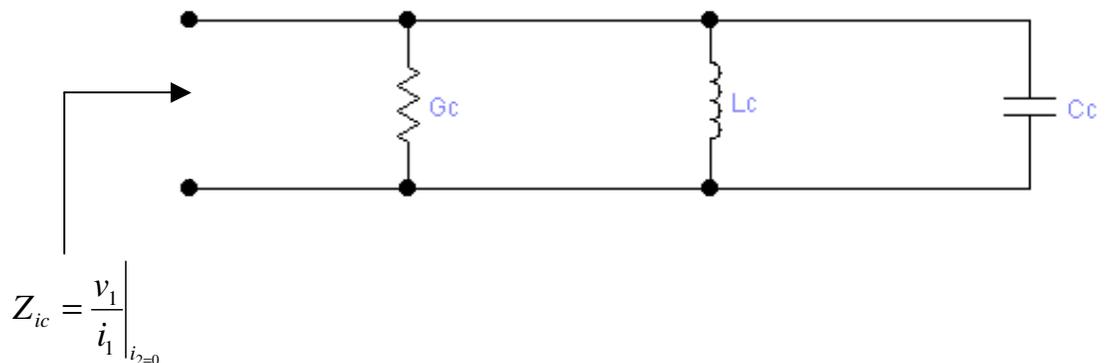


Figura 3.7 – Circuito equivalente do ressonador em anel.

3.4 ONDAS DE TENSÃO E CORRENTE NOS RESSOADORES EM ANEL

Nesta seção o modelo de linha de transmissão será usado para estudar as ondas de tensão e corrente ao longo dos anéis ressoadores [11]. A Figura 3.8 mostra uma configuração de uma porta para um anel ressoador quadrado. O comprimento total do anel l é dividido em duas seções l_1 e l_2 .

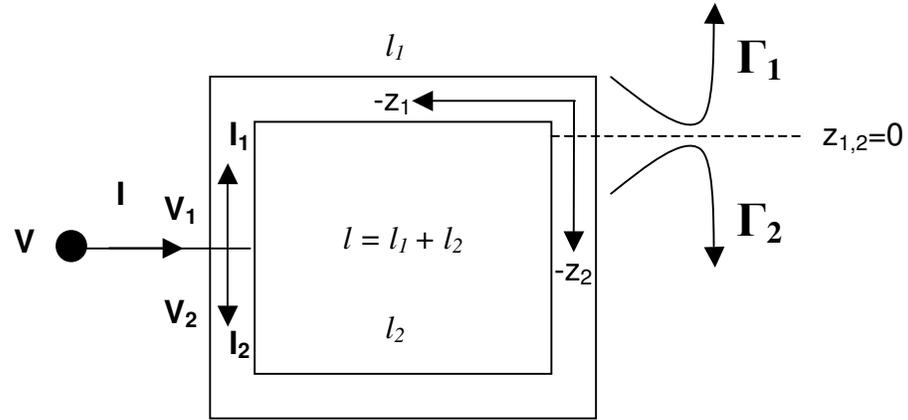


Figura 3.8 – Configuração de uma porta para o anel ressoador

A Figura 3.8 mostra dois eixos z_1 e z_2 (correspondentes às seções l_1 e l_2), com origem em comum, em um ponto $Z_{1,2} = 0$ escolhido arbitrariamente ao longo do anel. Para um linha de transmissão sem perdas, as tensões e as correntes se propagando ao longo das duas seções são dadas por (3.18) e (3.19), nos quais foram usados os algarismos 1 e 2, subscritos, para designar os eixos z_1 e z_2 respectivamente. A Tabela 3.1 explicita os termos dessas equações.

$$V_{1,2}(z_{1,2}) = V_o^+ \left(e^{-j\beta z_{1,2}} + \Gamma_{1,2}(0) e^{j\beta z_{1,2}} \right) \quad (3.18)$$

$$I_{1,2}(z_{1,2}) = \frac{V_o^+}{Z_o} \left(e^{-j\beta z_{1,2}} - \Gamma_{1,2}(0) e^{j\beta z_{1,2}} \right) \quad (3.19)$$

Tabela 3.1 – Termos das equações (3.18) e (3.19)

$V_o^+ e^{-j\beta z_{1,2}}$	Onda incidente se propagando na direção positiva de $z_{1,2}$
$V_o^+ \Gamma_{1,2}(0) e^{j\beta z_{1,2}}$	Onda refletida se propagando na direção negativa de $z_{1,2}$
$\Gamma_{1,2}(0)$	Coefficiente de reflexão na origem dos eixos ($z_{1,2} = 0$)
Z_o	Impedância característica da linha

Quando a ressonância ocorre, ondas estacionárias são estabelecidas no ressoador. As posições dos máximos destas ondas estacionárias determinam o menor comprimento do ressoador capaz de suportá-las. Estas posições de máximo podem ser calculadas pelas derivadas das tensões e correntes. Assim:

$$\frac{\partial V_{1,2}(z_{1,2})}{\partial z_{1,2}} = -j\beta V_o^+ (e^{-j\beta z_{1,2}} - \Gamma_{1,2}(0) e^{j\beta z_{1,2}}) = 0 \quad (3.20)$$

De (3.20) tem-se que $\Gamma_{1,2}(0) = 1$. Substituindo este resultado para o coeficiente de reflexão em (3.18) e (3.19), obtém-se

$$V_{1,2}(z_{1,2}) = 2V_o^+ \cos(\beta z_{1,2}) \quad (3.21)$$

$$I_{1,2}(z_{1,2}) = -\frac{j2V_o^+}{Z_o} \text{sen}(\beta z_{1,2}) \quad (3.22)$$

Plotando o módulo das ondas de corrente e tensão definidas pelas equações (3.21) e (3.22), ao longo das duas as seções l_1 e l_2 , tem-se os gráficos ilustrados na Figura 3.9.

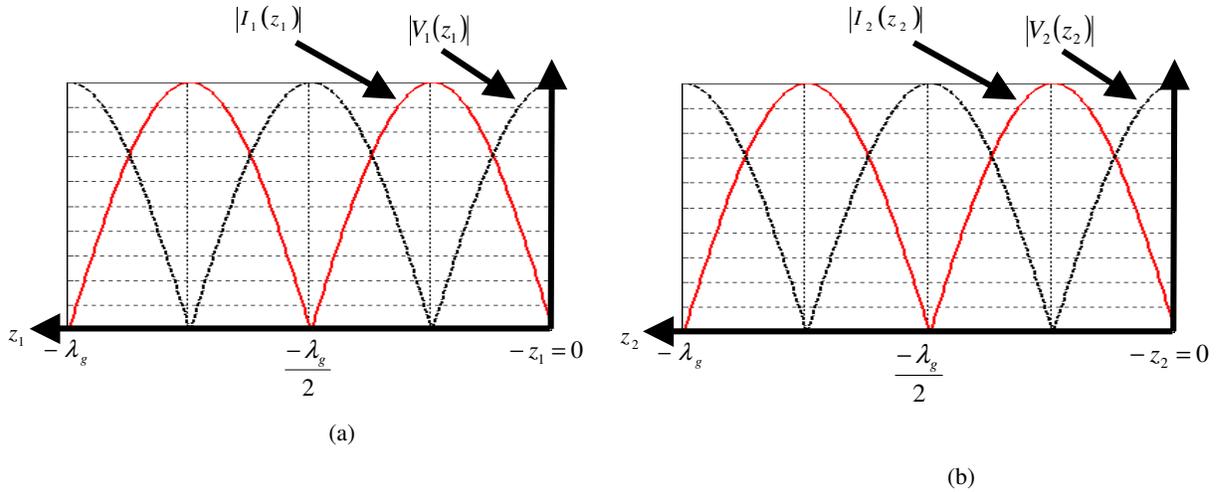


Figura 3.9 – Formas de onda ao longo das seções I₁(a) e I₂(b) do anel ressonador.

Da Figura 3.9, observa-se que as ondas estacionárias se repetem em múltiplos de $\lambda_g/2$ em cada seção. Assim, para suportar ondas estacionárias, cada seção do anel deve ter no mínimo $\lambda_g/2$. Esta situação é tratada como modo fundamental do anel. Os modos de ordem superior são dados por:

$$l_{1,2} = n \frac{\lambda_g}{2} \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (3.23)$$

Portanto, o comprimento total que o anel deve ter é de:

$$l = l_1 + l_2 = n \lambda_g \quad (3.24)$$

A equação (3.24) é uma expressão geral para os modos de ressonância e pode ser aplicada a diversas topologias de anéis ressoadores. Os modos definidos por (3.24) são conhecidos como modos de ressonância regulares. Além desses, outros modos também podem ser excitados em ressoadores em anel dependendo da introdução de perturbações e dos métodos de acoplamento [8].

4. ALIMENTAÇÃO DE RESSOADORES *MICROSTRIP* EM ANEL

O objetivo deste capítulo é mostrar como a resposta do ressoador varia de acordo com a alimentação utilizada. As ondas estacionárias descritas no capítulo anterior sempre ocorrem na ressonância, contudo a resposta em frequência variará dependendo da posição e do tipo de alimentação.

A partir deste capítulo, o *software* desenvolvido passará a ser utilizado para a realização de simulações, sendo calculado o parâmetro S_{21} das estruturas e a distribuição de campos no domínio da frequência.

O substrato utilizado nas simulações desta seção possui $\epsilon_r = 10,8$ e uma espessura de 1,27mm. A excitação utilizada é um pulso gaussiano definido por (A.20) onde $F_c = 5\text{GHz}$ e $F_h = 10\text{GHz}$. Como mencionado no Apêndice A, o tamanho da célula é determinado como sendo uma fração do comprimento de onda correspondente à maior frequência do espectro de excitação. Para as simulações executadas nesta seção foi escolhido $\Delta x = \Delta y = 0.1\text{mm}$ e $\Delta z = 0.42333\text{mm}$.

4.1 DISTRIBUIÇÕES DE CAMPOS NAS RESSONÂNCIAS

O ressoador em anel consiste de dois ressoadores de meio comprimento de onda conectados em paralelo. A ressonância ocorre quando ondas estacionárias de tensão e corrente são estabelecidas no anel, resultando em tensões e correntes dadas por (3.21) e (3.22). Tais ondas estacionárias se formam em frequências em que o comprimento de onda correspondente seja um múltiplo do comprimento total do anel, ou seja, $l_r = n\lambda_g$.

A resposta em frequência de um ressoador quadrado em anel está ilustrada na Figura 4.1, em que, pelo parâmetro S_{21} , visualizam-se as três primeiras frequências de ressonância.

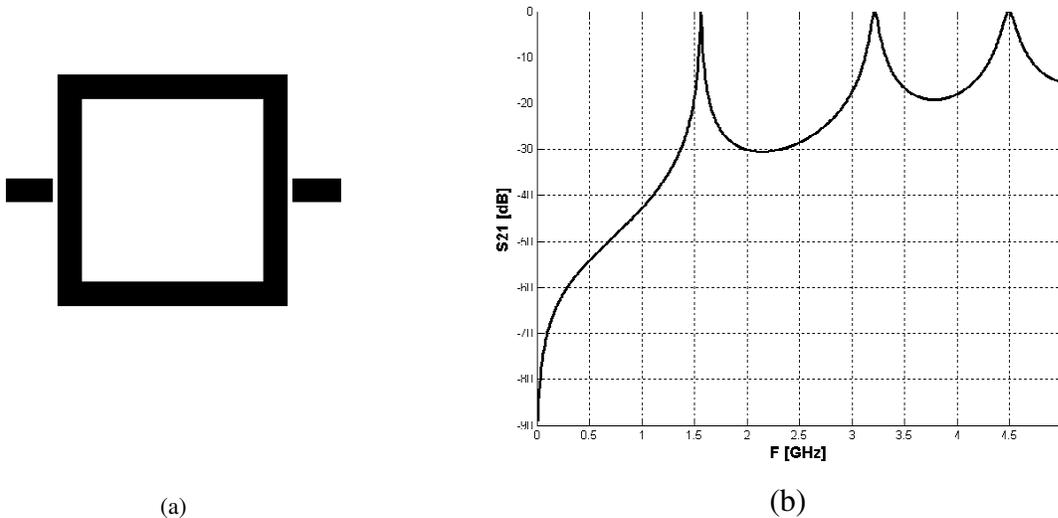


Figura 4.1 (a) ressoador quadrado em anel de comprimento igual a 72 mm simulado em um substrato de $\epsilon_r = 10,8$ e espessura igual a 1,27 mm, (b) parâmetro S_{21} ilustrando as frequências de ressonância.

Como visto anteriormente, na frequência em que a ressonância ocorre, a parte reativa da impedância de entrada da estrutura se anula, assim, para um caso sem perdas e alimentação por linhas colineares, toda a energia da entrada é acoplada na saída, o que resulta no valor de 0 dB para o parâmetro S_{21} como ilustrado na Figura 4.1.

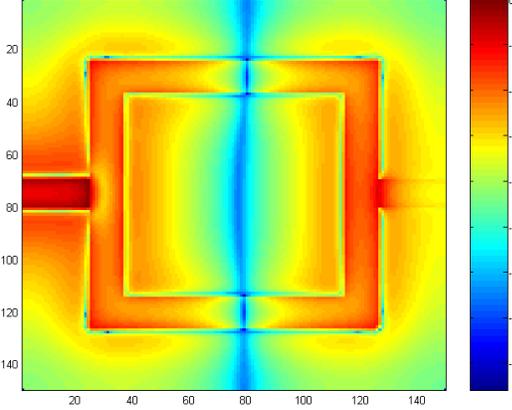
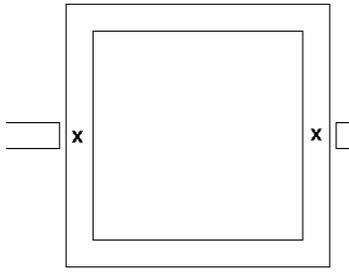
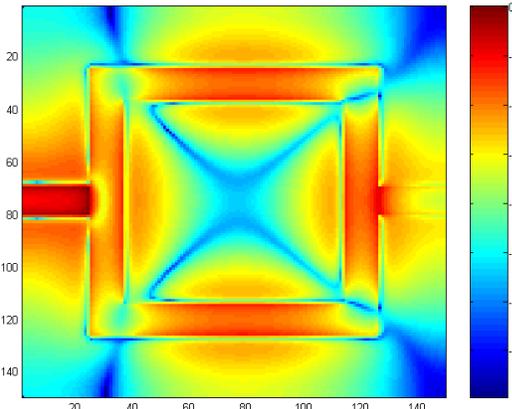
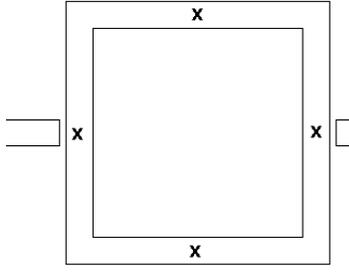
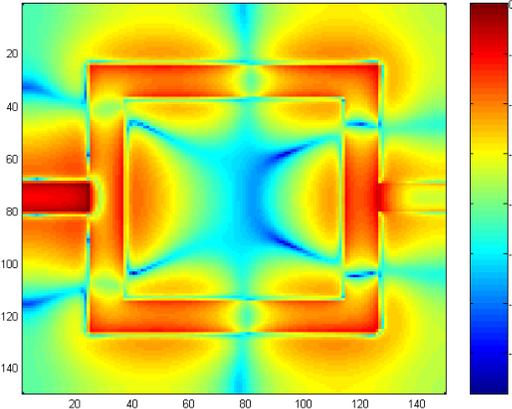
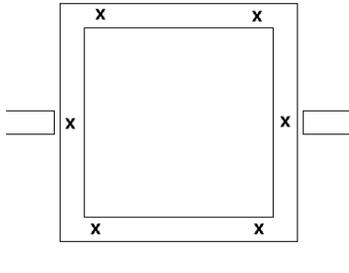
A Tabela 4.1 ilustra o módulo do campo elétrico e a posição em que o valor do mesmo é máximo para as ressonâncias mostradas na Figura 4.1. Os resultados mostrados na Tabela 4.1 foram obtidos por meio do *software* desenvolvido (Apêndice A e Seção 2.3) aplicando-se a FFT (*Fast Fourier Transform*) no campo elétrico na direção z ao longo da estrutura. Os valores obtidos nas frequências desejadas foram normalizados e expressos em dB. Os pontos de máximo e mínimo de campo elétrico mostrados refletem os máximos e mínimos da onda estacionária de tensão, formada na ressonância, ao longo do ressoador conforme exposto anteriormente.

O campo elétrico tem valor máximo no ponto onde a linha de alimentação excita o ressoador. Os pontos de máximo são independentes da posição da linha por onde é extraída energia do ressoador. A Figura 4.2 ilustra a distribuição de campo elétrico no domínio da frequência ao deslocar-se a linha de alimentação de entrada comprovando este fato.

Caso a linha de saída seja posicionada fora de um ponto de máximo, será extraída uma quantidade menor ou nenhuma energia. Por exemplo, na Tabela 4.1 essa situação ocorre nos

modos de ordem 1 e 3, caso a saída do ressonador seja colocada em uma posição ortogonal à entrada.

Tabela 4.1 – Distribuição de campo elétrico e posição de máximo para as ressonâncias do ressonador quadrado da Figura 4.1.

Ordem do modo	Distribuição do campo elétrico no domínio da frequência normalizada em dB	Pontos de máximo
$n=1$ (1,56GHz)		
$n=2$ (3,21GHz)		
$n=3$ (4,48GHz)		

Na presença de descontinuidades, como perturbações e variações na largura da linha ao longo do ressoador, o campo elétrico é alterado, e, nesse caso, seu valor máximo não é necessariamente alinhado com a linha de excitação.

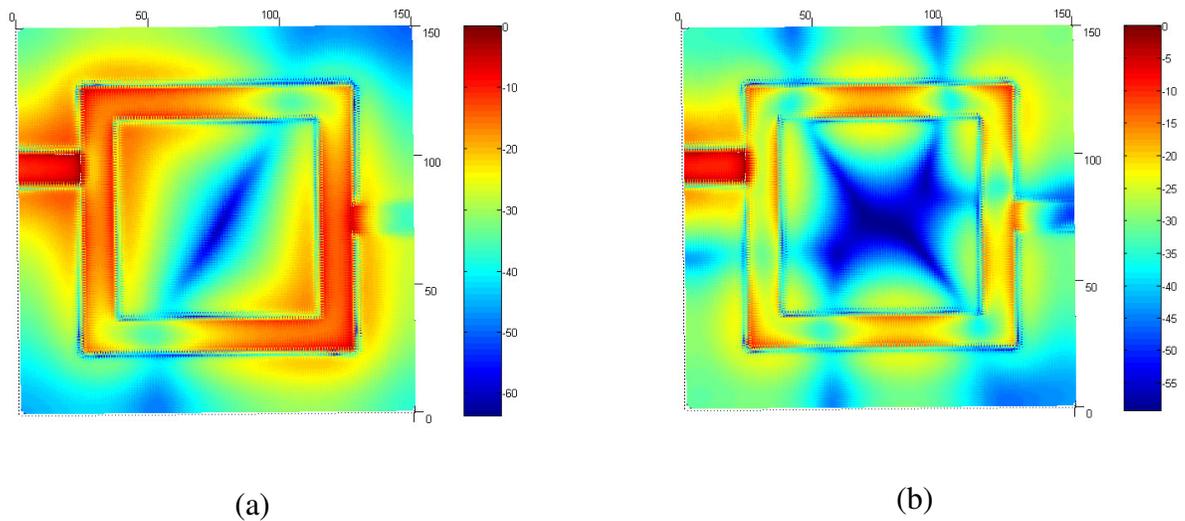


Figura 4.2 Distribuições de campo quando a linha de alimentação de entrada é deslocada. (a) 1,56 GHz ($n=1$) e (b) 4,48 GHz ($n=3$).

4.2 ALIMENTAÇÃO DIRETA

Na Figura 4.3, são mostradas as três primeiras freqüências de ressonâncias de um ressoador alimentado diretamente por linhas colineares. Na freqüência DC, como existe um caminho direto entre entrada e saída, o parâmetro S_{21} tem valor igual a 0 dB. À medida que a freqüência aumenta, parte da energia passa a ser acumulada de forma reativa nos campos elétrico e magnético fazendo o parâmetro S_{21} diminuir. Quando ocorre a ressonância, a parte reativa da impedância de entrada do ressoador se anula, tornando esta puramente resistiva, fazendo com que o parâmetro S_{21} retorne a 0 dB (caso sem perdas); e assim sucessivamente nas outras ressonâncias.

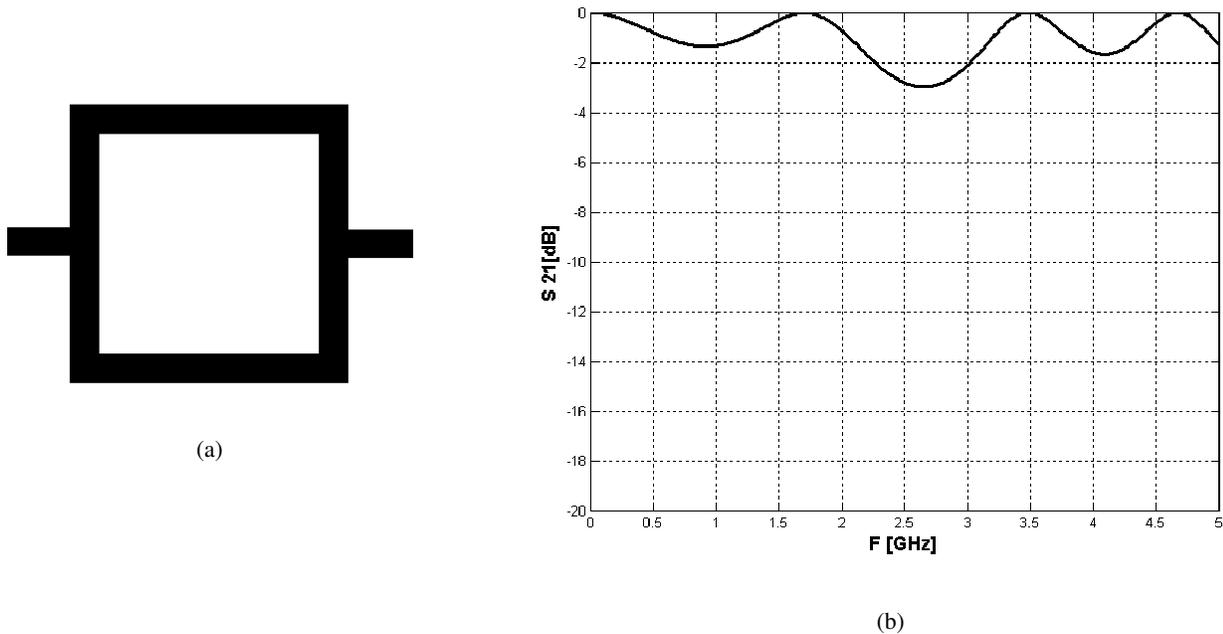


Figura 4.3 Parâmetros de espalhamento de um ressoador em anel alimentado diretamente.

Fato importante aqui observado é que devido à presença de um caminho direto entre a entrada e a saída, não existe alta rejeição de sinal nos pontos fora da ressonância como observado nas configurações alimentadas por *gap*. Devido a esse fato, tal tipo de alimentação não é aplicada freqüentemente na construção de filtros, sendo mais utilizada em acopladores de microondas [8].

A distribuição de campos no ressoador para este tipo de alimentação continua sendo aquela ilustrada na Tabela 4.1. Assim, arranjando-se estrategicamente a linha de alimentação em pontos onde o campo elétrico é nulo para determinado modo, pode-se suprimir este modo na saída do ressoador. Como exemplo, na Figura 4.4 é ilustrado o caso em que as linhas de alimentação, conectadas diretamente ao ressoador, são posicionadas de maneira ortogonal.

Observa-se dois picos de ressonância que correspondem aos modos $n=1$ e $n=3$ da Tabela 4.1. Para estes modos, a posição de linha de saída encontra-se num nulo de campo elétrico, ou seja, neste caso a maior parte da energia fica armazenada no ressoador não sendo acoplada na saída, fazendo que o parâmetro S_{21} apresente quedas significativas nestas freqüências. A Figura 4.5 mostra a distribuição de campo elétrico para confirmar os nulos de

campo elétrico na saída do ressonador para os dois picos de ressonância da Figura 4.4. Este arranjo pode ser útil na implementação de filtros rejeita faixa.

Para o modo da Figura 4.5(b), por ser um modo de ordem superior ($n=3$), existe um máximo de campo elétrico mais próximo da linha de saída do que no modo mostrado na Figura 4.5(a). Assim, a fuga de energia é maior no modo da Figura 4.5(b), o que explica o fato observado na Figura 4.4 em que a primeira ressonância possui maior atenuação que a segunda.

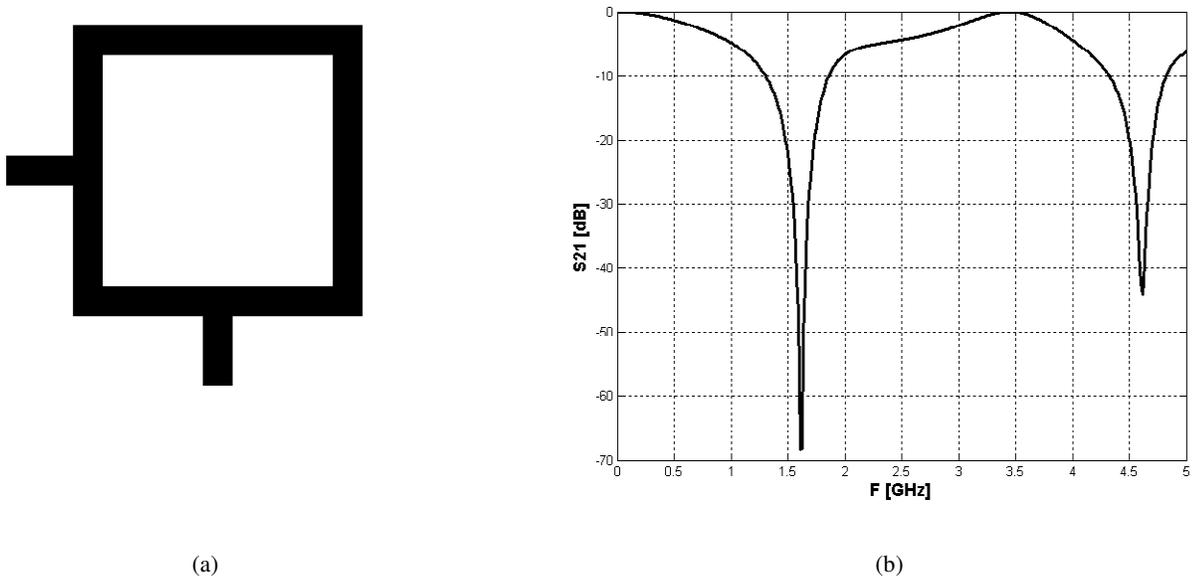


Figura 4.4 Parâmetro S21 de um ressonador alimentado por linhas ortogonais conectadas diretamente, (a) estrutura e (b) parâmetro S21.

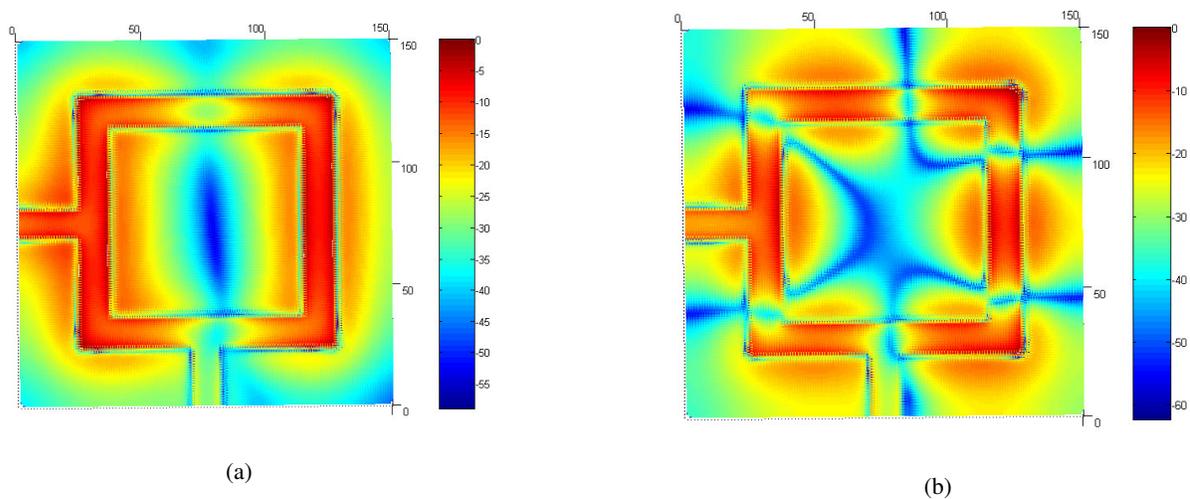


Figura 4.5 Distribuição de campo elétrico para o ressonador da Figura 4.4 para (a) 1,618 GHz e (b) 4,615 GHz.

4.3 ALIMENTAÇÃO UTILIZANDO GAP

A eficiência do acoplamento entre a linha de alimentação e o ressoador afeta a frequência de ressonância e o fator de qualidade Q do circuito. Escolher o acoplamento correto para cada aplicação é de suma importância. Nas simulações apresentadas nesta seção foram utilizados substrato de $\epsilon_r = 10,8$ e altura = 1,27 mm e ressoador quadrado de comprimento médio igual a 72 mm.

4.3.1 Ressonadores alimentados por *gap*

Os ressoadores em anel, quando alimentados por *gap*, podem ser classificados de duas maneiras [8]:

- ◆ Acoplamento com *gap* simples: Usado em aplicações com ressoadores de alto Q . Contudo sofre altas perdas de inserção por causa da pequena área de acoplamento.
- ◆ Acoplamento lateral: Dois picos de ressonância muito próximos coexistem devido ao acoplamento dos modos par e ímpar.

A Figura 4.6 mostra um ressoador alimentado por *gap* e sua respectiva resposta, para frequências próximas a primeira ressonância (em torno de 1,6 GHz).

Os acoplamentos por *gap* simples são considerados acoplamentos fracos, tal fato é confirmado pelas altas perdas de inserção observadas na Figura 4.6. Na frequência de ressonância, para essa configuração de linha de alimentação, é esperado que a maior parte de energia seja acoplada na saída, ou seja, o valor do parâmetro S_{21} deve ser próximo de 0 dB. Contudo, para esse tipo de acoplamento, o parâmetro S_{21} encontra-se próximo de -4 dB na frequência de ressonância. Estas altas perdas de inserção são explicadas pela própria natureza do acoplamento. Quando se utiliza *gap*, ocorrem altas perdas por radiação de energia que são agravadas pela tecnologia *microstrip* empregada. Soma-se a esse fato a pequena área de acoplamento.

As altas perdas restringem as aplicações deste tipo de alimentação. Por exemplo, em filtros deseja-se que as perdas na banda de passagem sejam as menores possíveis, assim, a alimentação utilizando *gap* não seria vantajosa. Contudo, existem técnicas para aumentar o acoplamento, como será visto posteriormente, o que minimiza o problema.

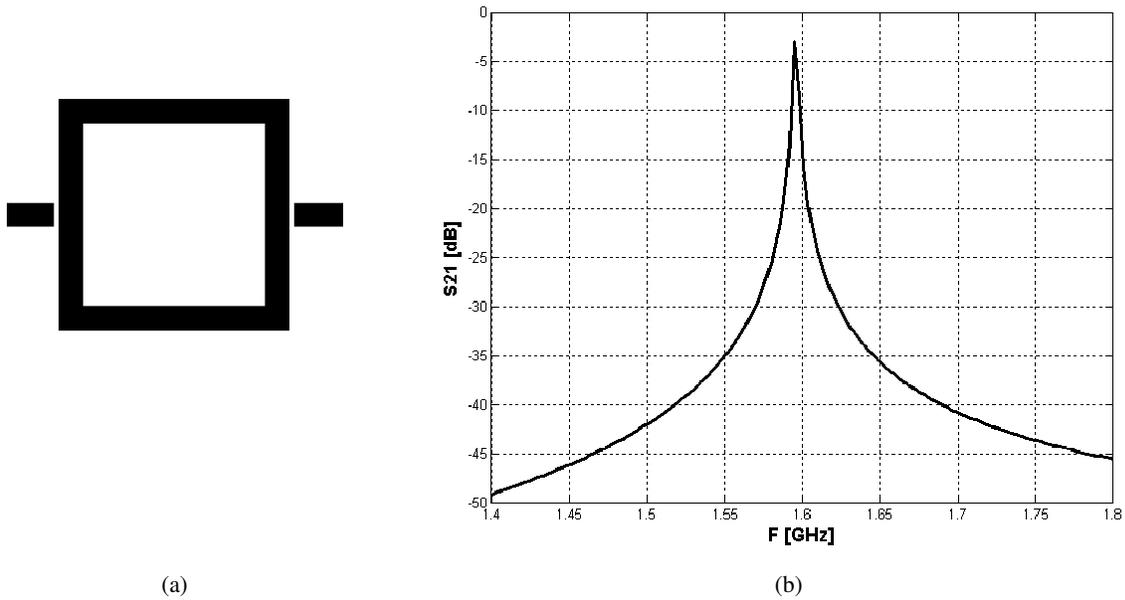


Figura 4.6 Ressorador em anel alimentado por *gap*. (a) Estrutura. (b) Parâmetro S21 em função da frequência nas proximidades do modo fundamental do ressoador. Valor do *gap* = 0,8 mm.

4.3.2 Efeito do tamanho do *gap* de acoplamento

O tamanho do *gap* de acoplamento afeta o desempenho do ressoador. Para um *gap* pequeno, as perdas por radiação serão pequenas e haverá um bom acoplamento entre entrada e saída, porém os campos da estrutura ressonante serão mais influenciados e fatores como a frequência de ressonância são afetados.

Primeiro será considerado o efeito do *gap* sobre a frequência de ressonância [8]. Considere a estrutura de uma porta e seu respectivo circuito equivalente mostrados na Figura 4.7.

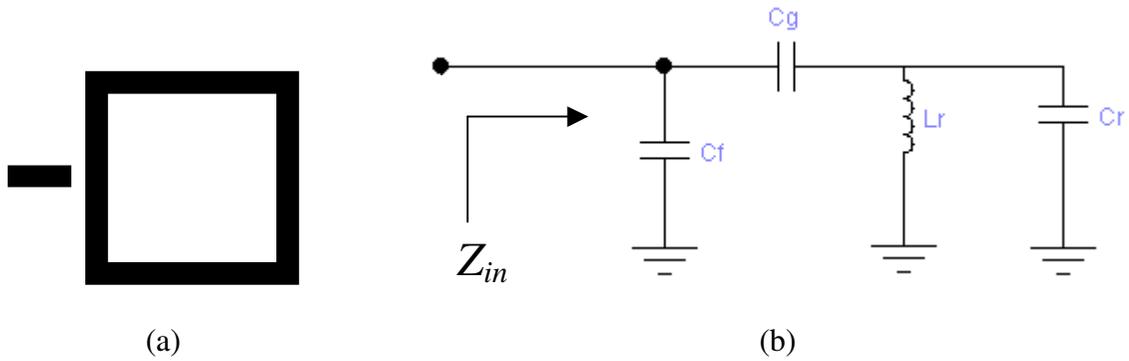


Figura 4.7 Anel ressoador alimentado por *gap* formando um circuito de uma porta (a) configuração e (b) circuito equivalente.

O *gap* de acoplamento é representado pelas capacitâncias C_g e C_f , enquanto o circuito equivalente para o ressoador sem perdas é representado pela capacitância C_r e pela indutância L_r . O acoplamento devido a C_g é mais significativo que o acoplamento devido a C_f (capacitância devido aos campos de “franja”), assim, para simplificar os cálculos, C_f será desprezado. Logo, a partir do circuito da Figura 4.7(b) e das considerações anteriores, a impedância de entrada do ressoador é dada por:

$$Z_{in} = \frac{j[\omega^2 L_r (C_r + C_g) - 1]}{\omega C_g (1 - \omega^2 L_r C_r)} \quad (4.1)$$

Na ressonância, $Z_{in} = 0$ e, de (4.1), a frequência de ressonância do ressoador pode ser calculada por:

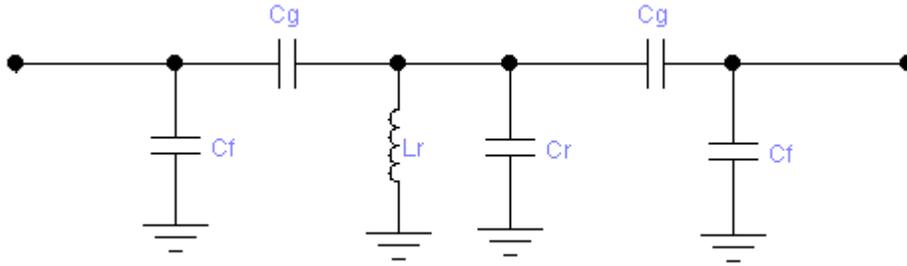
$$\omega_o = \frac{1}{\sqrt{L_r (C_r + C_g)}} \quad (4.2)$$

De (4.2) é observado que quando o *gap* diminui (C_g conseqüentemente aumenta) a frequência de ressonância se move para valores menores.

Considere agora o ressoador em anel formando uma estrutura de duas portas e seu respectivo circuito equivalente, como mostrado na Figura 4.8.



(a)



(b)

Figura 4.8 (a) Anel ressonador alimentado por *gap* formando um circuito de duas portas e (b) circuito equivalente.

Pela simplificação do circuito equivalente da Figura 4.8(b), o parâmetro S_{21} pode ser calculado. Desprezando novamente a capacitância C_f e assumindo que o *gap* de entrada e de saída têm o mesmo tamanho, obtém-se

$$S_{21}|_{\omega=\omega_o} = \frac{2}{2(1 + Z_g Y) + Z_g(2 + Z_g Y)/Z_o + Y \cdot Z_o} \quad (4.3)$$

onde:

$$Z_g = \frac{1}{j\omega_o C_g} \quad (4.4)$$

$$Y = \frac{j(\omega_o^2 L_r C_r - 1)}{\omega_o L_r} \quad (4.5)$$

À medida que os *gap*'s diminuem, a capacitância C_g aumenta, o que resulta numa diminuição de Z_g , que, por sua vez, resulta num aumento de S_{21} . Na Figura 4.9 tem-se o resultado de uma simulação mostrando o comportamento do parâmetro S_{21} nas proximidades do modo de ressonância fundamental, frente a dois valores distintos de *gap*.

Da Figura 4.9, conclui-se que quanto menor o *gap* maior a transferência de energia entre a entrada e a saída. Como resultado disso, o valor de S_{21} fica próximo de zero dB na frequência de ressonância. Contudo, a diminuição do valor do *gap* provoca alteração no valor da frequência de ressonância, como foi deduzido em (4.2) e confirmado na simulação da Figura 4.9.

Logo, para esse tipo de alimentação, a ressonância pode ocorrer em uma frequência diferente da projetada, sendo que aplicações altamente dependentes da frequência de ressonância, tais como osciladores de microondas, podem ser prejudicadas pelo efeito do *gap* caso o mesmo não seja corretamente estimado no projeto.

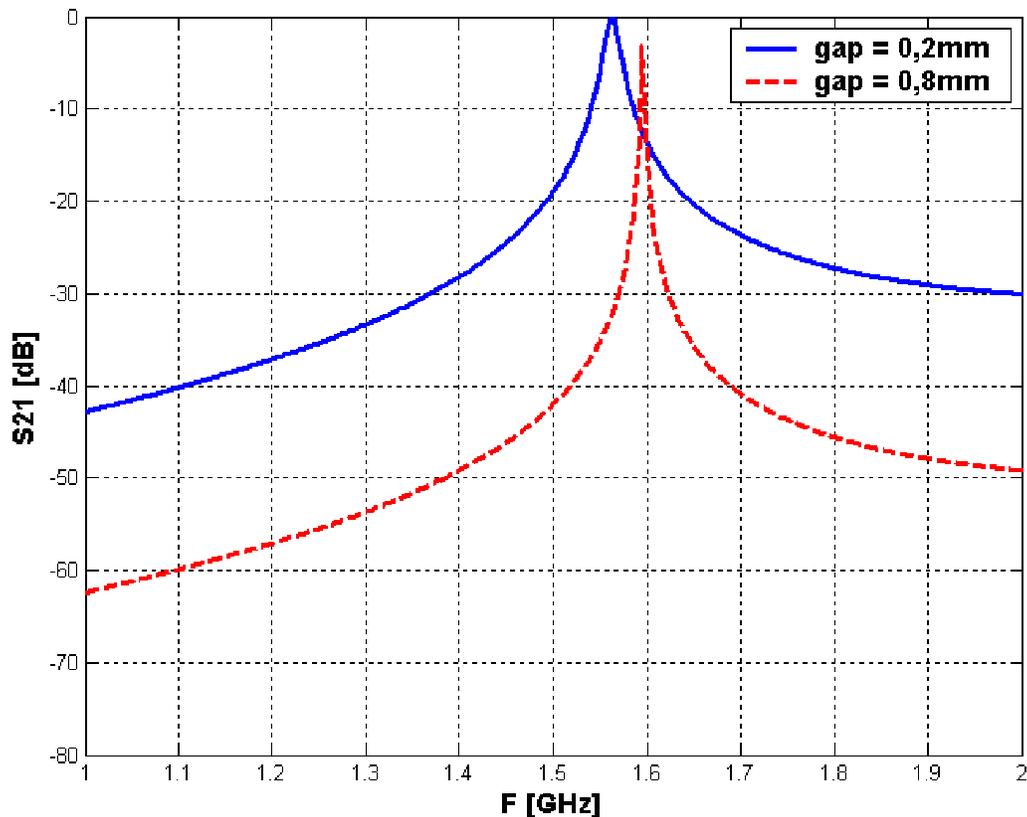


Figura 4.9 – Parâmetro S_{21} de um anel ressoador para dois valores do *gap* de alimentação.

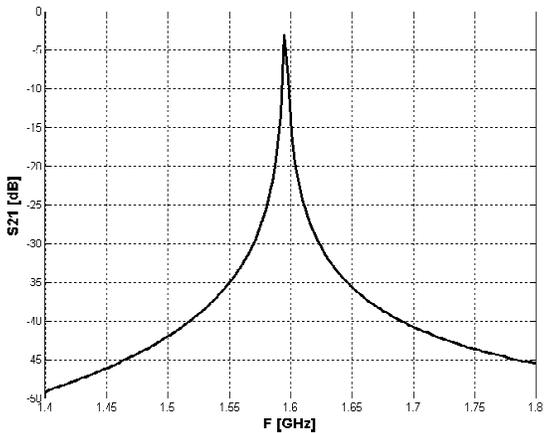
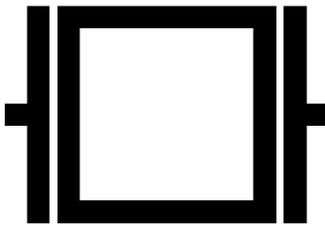
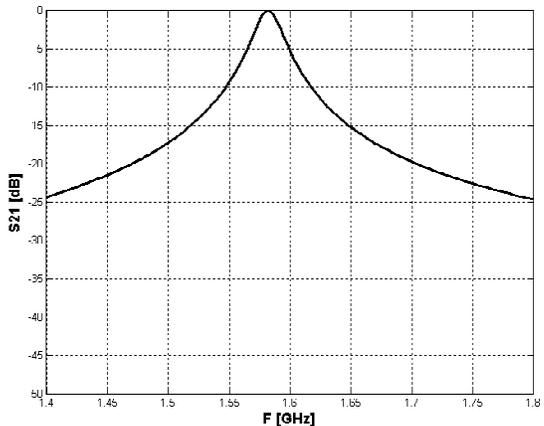
4.3.3 Estratégias para aumentar o acoplamento

Como mencionado acima, o acoplamento com *gap* provoca altas perdas de inserção, o que resulta numa pequena transferência de energia entre a entrada e a saída. Para melhorar

essa transferência de energia, intuitivamente a primeira coisa a se pensar seria diminuir o tamanho do *gap*, o que realmente melhora o acoplamento como descrito na seção anterior. Contudo, a diminuição demasiada do *gap* resulta em um aumento da complexidade da técnica de fabricação dos dispositivos, uma vez que quanto menores as dimensões mais precisão é exigida.

Sendo assim, alternativamente à diminuição do *gap*, na Tabela 4.2 está ilustrado um comparativo entre uma técnica para aumentar o acoplamento e a alimentação tradicional com *gap* simples.

Tabela 4.2 Comparativo entre diferentes técnicas para aumentar o acoplamento.

Estruturas	Parâmetro S_{21}
 <p data-bbox="261 1087 560 1115">Acoplamento com <i>gap</i> simples</p>	
 <p data-bbox="250 1585 571 1612">Aumento da área de acoplamento</p>	

O aumento da área de acoplamento resulta numa diminuição das perdas de inserção em praticamente toda a banda, resultando em uma curva mais “aberta” como consequência de uma diminuição do fator de qualidade Q do ressonador. O modelo da Figura 4.4, nesse caso, do

aumento da área de acoplamento, deixa de ser válido porque uma parcela do acoplamento é indutivo devido à presença de linhas paralelas na entrada e na saída. Assim, a mudança na frequência de ressonância não é tão significativa quanto no caso da diminuição do *gap*.

Alterando-se a área de acoplamento, obviamente, a quantidade de energia acoplada na saída é alterada. Na Figura 4.10, está ilustrado o comportamento do parâmetro S_{21} frente a mudanças na área de acoplamento. Aqui também se observa o fato acima comentado de que quando o acoplamento aumenta o fator Q piora.

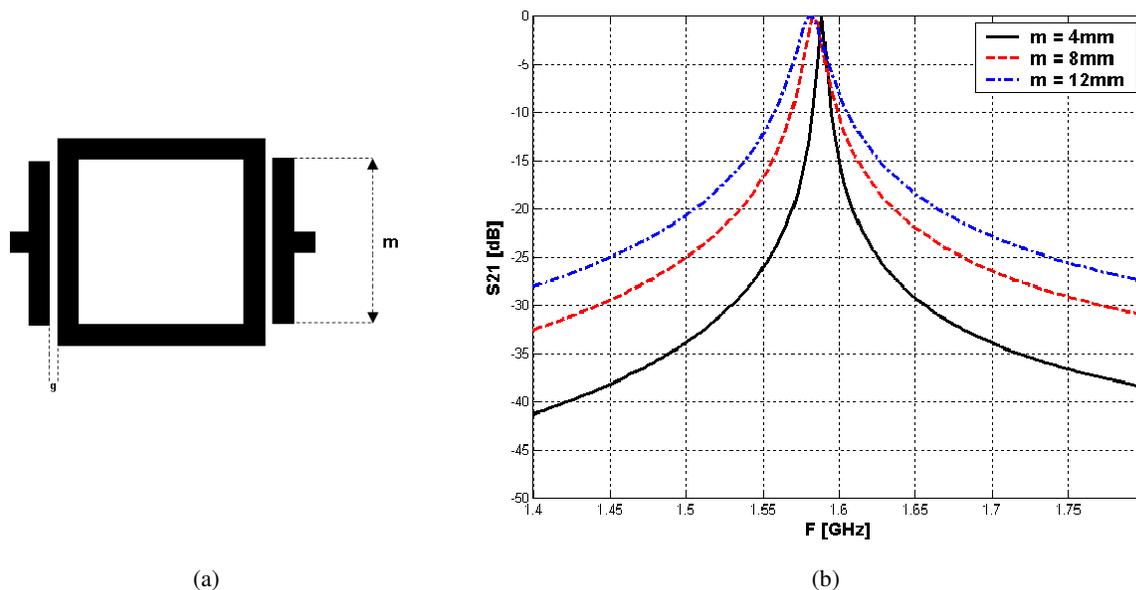


Figura 4.10 Simulações variando-se a área de acoplamento para $g = 0,8$ mm. (a) Estrutura. (b) Parâmetro S_{21} em função da frequência nas proximidades do modo fundamental do ressoador.

4.3.4 O acoplamento lateral

Na Figura 4.11, ilustra-se um exemplo de ressoador alimentado através de uma linha acoplada lateralmente ao mesmo. As portas de entrada e saída são as duas extremidades da linha de alimentação disposta lateralmente ao ressoador.

O ressoador acoplado lateralmente possui um comportamento oposto daquele acoplado com *gap* simples da Figura 4.6. Fora da ressonância, toda energia circula pela linha disposta lateralmente ao ressoador. Na ressonância, parte da energia é absorvida pelo ressoador ocorrendo os picos de ressonância que levam o parâmetro S_{21} para valores abaixo de -25 dB.

A presença de dois picos de ressonância é explicada pelo acoplamento entre os modos par e ímpar entre linha de alimentação e o ressoador [12].

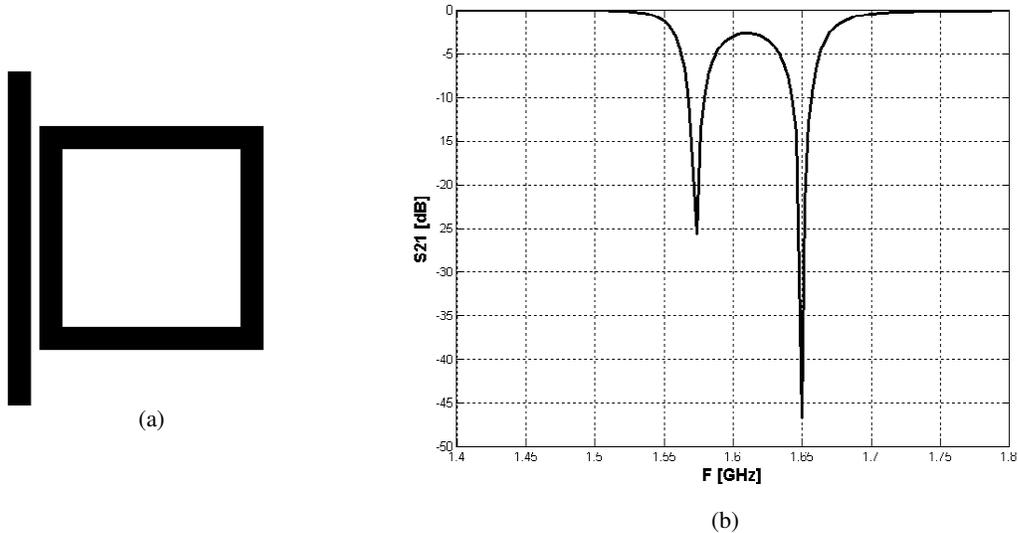


Figura 4.11 (a) Estrutura de um ressoador acoplado lateralmente com uma separação de 0,3 mm entre linha de alimentação e ressoador. (b) Parâmetro S21 em função da frequência nas proximidades do modo fundamental do ressoador.

A Figura 4.12 mostra um esboço da distribuição de corrente e de campos elétrico e magnético para o acoplamento dos modos par e ímpar. Na Figura 4.12(a), a parte dominante do acoplamento é devido ao campo magnético, pois, na região, a corrente no ressoador e na linha de alimentação possuem a mesma polaridade, o que leva ao acoplamento do modo par; nesse caso a diferença de potencial entre a linha e o ressoador é próxima de zero. Na Figura 4.12(b), o acoplamento é feito em sua maior parte pelo campo elétrico, a diferença de potencial entre a linha e o ressoador produz linhas de campo elétrico que promovem o acoplamento do modo ímpar. Tal diferença de potencial ocorre porque, na região, a corrente se aproxima de zero, o que, por sua vez, corresponde a um máximo de tensão devido à formação de ondas estacionárias, defasadas de 90 graus, quando ocorre a ressonância (seção 3.3 deste trabalho). Como estes dois mecanismos de acoplamento de energia ocorrem em frequências diferentes, há dois picos de ressonância.

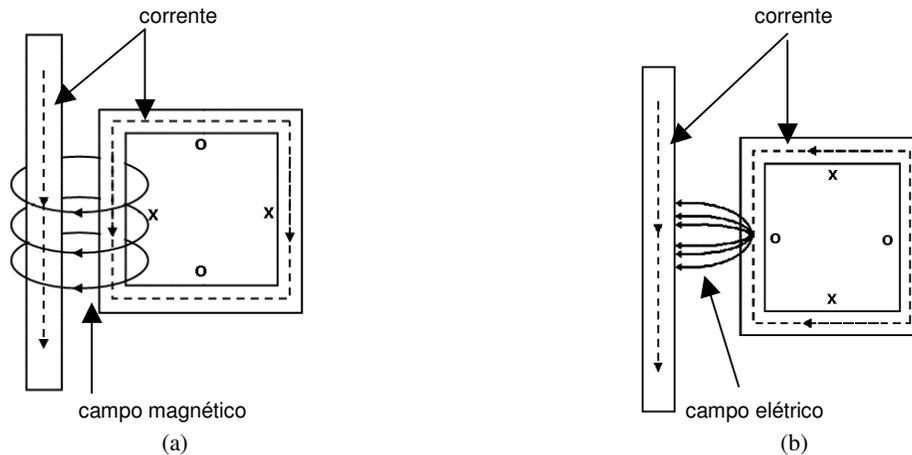


Figura 4.12 – Esboço da distribuição de corrente e de campos, o símbolo “x” ilustra um máximo de corrente e o símbolo “o” ilustra um mínimo. (a) Modo par. (b) Modo ímpar.

Da teoria eletromagnética é sabido que a corrente está diretamente relacionada a intensidade do campo magnético. Assim, pela distribuição de campo magnético nas frequências correspondentes aos dois picos de ressonância da Figura 4.11, 1,57 GHz e 1,65 GHz, é possível identificar qual corresponde ao modo par e qual corresponde ao modo ímpar. Esta distribuição de campo magnético está ilustrada na Figura 4.13.

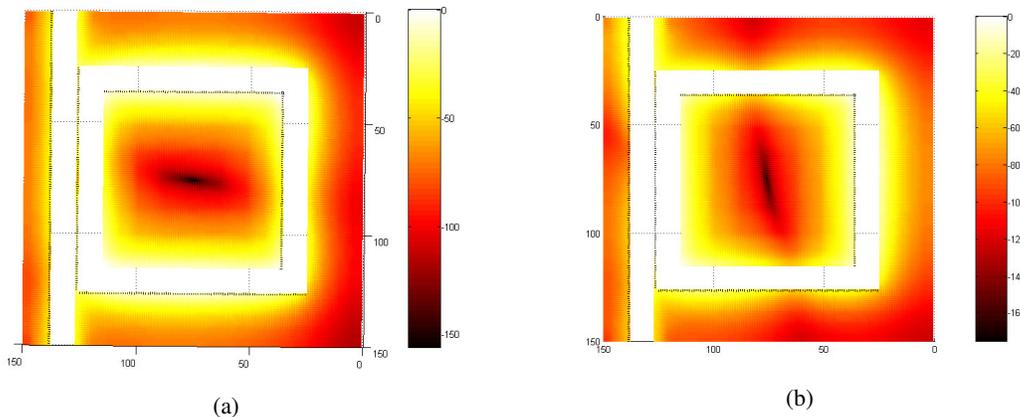


Figura 4.13 Distribuição de campo magnético para o ressonador da Figura 4.11: (a) 1,57 GHz. (b) 1,65 GHz. Os valores do campo H foram normalizados e expressos em dB.

Na Figura 4.13, observa-se que em 1,65 GHz o campo magnético é mais intenso nas proximidades da linha de alimentação, resultando no acoplamento do modo par anteriormente descrito. Conseqüentemente, em 1,57 GHz ocorre o acoplamento do modo ímpar, pois, nas proximidades da linha de alimentação, o campo magnético é mínimo resultando também em baixos valores de corrente, confirmando o que foi ilustrado na Figura 4.12(b). Observa-se

também que o campo magnético, e conseqüentemente a corrente, ao longo da linha de alimentação possuem baixos valores. Isso ocorre porque a configuração de campo magnético mostrada corresponde aos dois picos de ressonância. Neste caso, quando ocorre a ressonância a maior parte da energia é absorvida pelo ressoador.

Para o ressoador isolado, as freqüências de ressonância dos dois modos se degeneram em um único modo. Quando o ressoador é alimentado lateralmente, os modos deixam de ser degenerados, e uma ressonância dupla é observada como resultado dos dois mecanismos de acoplamento acima descritos. Logo, essa dupla ressonância é uma conseqüência do acoplamento lateral.

Outro fenômeno observado é que a diferença entre as freqüências dos dois modos de ressonância depende da distância de separação entre a linha de alimentação e o ressoador, como ilustrado na Figura 4.14.

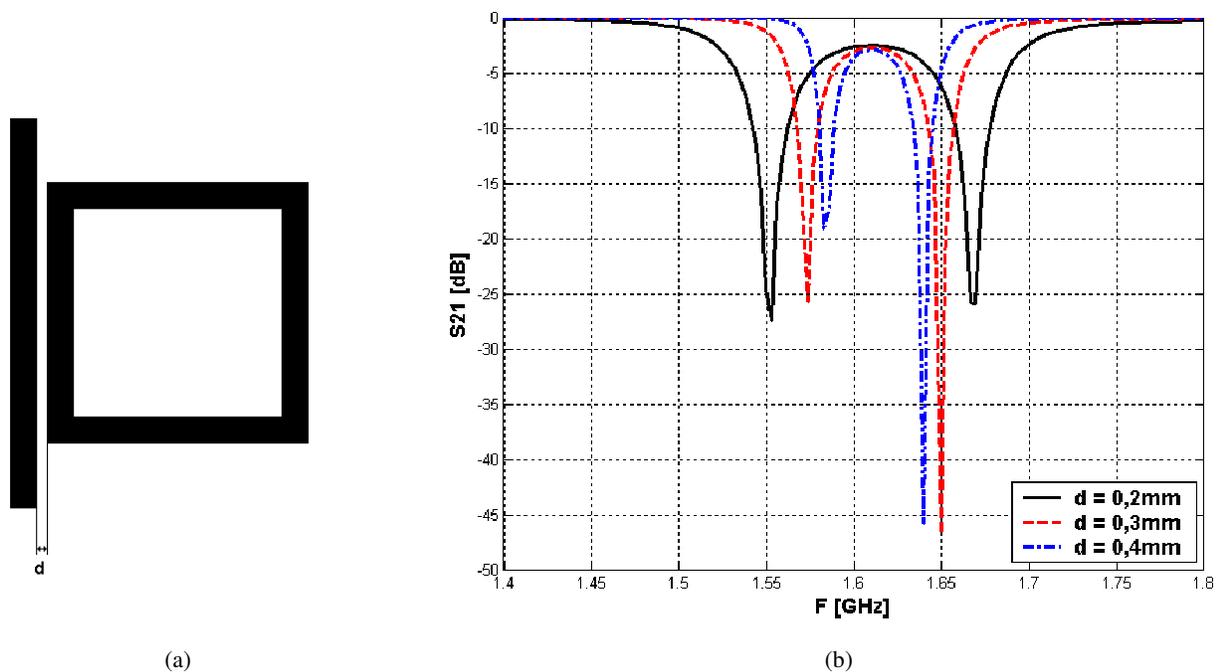
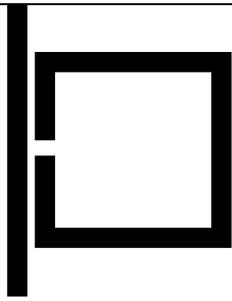
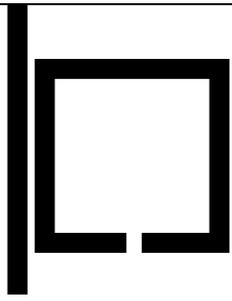
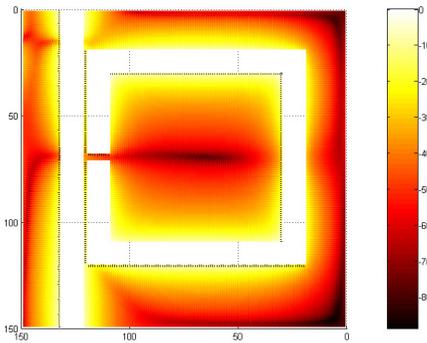
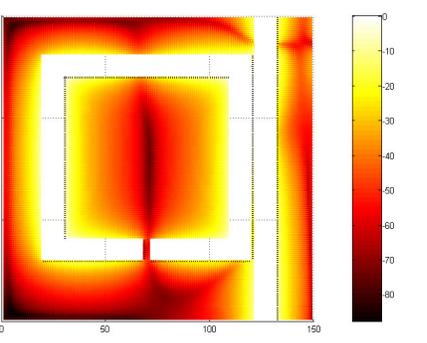
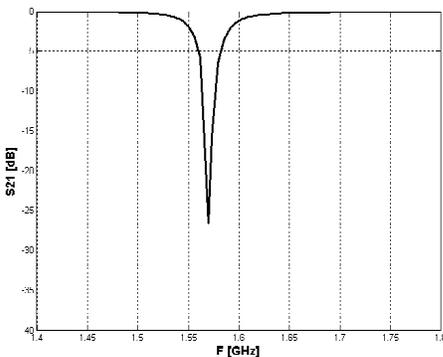
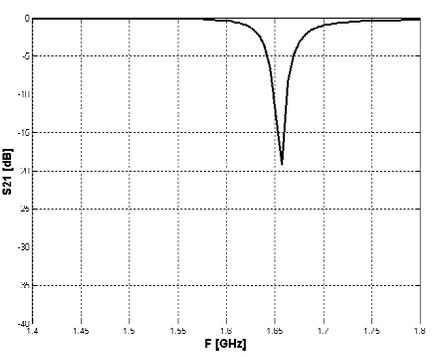


Figura 4.14 Efeito da variação da distância entre a linha de alimentação e o ressoador.

Em termos de distribuição de corrente, pode-se suprimir um dos mecanismos de acoplamento na ressonância dupla descrita nesta seção. Isso é obtido através da introdução de *gap's* em pontos estratégicos do ressoador onde máximos de corrente são induzidos. A Tabela 4.3 ilustra resultados de simulações executadas para confirmar este fenômeno.

Tabela 4.3 Efeito da introdução de *gap*'s em pontos estratégicos do ressoador em anel. *gap* de 0,3 mm e separação entre linha de alimentação e ressoador de 0,3 mm.

	Supressão do modo par	Supressão do modo ímpar
Estruturas		
Campo magnético no modo suprimido	 (1,65 GHz)	 (1,57 GHz)
Parâmetro S ₂₁		

Em 1,65 GHz (modo par), o campo magnético é mais intenso na proximidades da linha de alimentação, o que faz com que esse modo seja suprimido com a introdução de um *gap* nesta região pois o seu mecanismo de acoplamento, ilustrado na Figura 4.12(a), deixa de existir. Como consequência, o pico de ressonância em 1,65 GHz desaparece. De maneira análoga, o modo de ressonância em 1,57 GHz (modo ímpar) é suprimido introduzindo-se um *gap* onde o campo magnético é mais intenso. Nas distribuições de campo mostradas na Tabela 4.3, nota-se que o campo magnético, e conseqüentemente a corrente, possuem alta intensidade

ao longo da linha de alimentação Isso confirma o fato de que os modos de ressonância foram suprimidos pelo posicionamento de *gap*'s, pois o ressoador deixou de absorver a maior parte da energia nestes modos e a mesma continuou circulando pela linha de alimentação lateral (ao contrário do que aconteceu na Figura 4.13).

5. RESSOADORES *DUAL-MODE*

No presente capítulo serão estudados os ressoadores *dual-mode*, que têm sido cada vez mais utilizados em microondas por serem dispositivos com características altamente desejáveis na confecção de filtros. A principal vantagem desse tipo de estrutura é o fato de cada ressoador *dual-mode* ser uma estrutura duplamente sintonizada. Em filtros de microondas, isso significa que o grau de determinado filtro pode ser reduzido pela metade resultando em estruturas compactas.

Além de compactos, os filtros a ressoadores *dual-mode* permitem a realização de respostas Chebyshev, elípticas e quase-elípticas, se as linhas de alimentação, perturbações ou *stubs* forem corretamente arranjados [13].

5.1 MODOS DE RESSONÂNCIA DEGENERADOS

Para entender-se o funcionamento do ressoador *dual-mode*, primeiro é necessário analisar os campos no interior do mesmo e comprovar a existência de dois modos de ressonância que, pelo fato de estarem na mesma frequência, são conhecidos como modos degenerados.

Como exemplo, seja um ressoador *patch* quadrado, no qual os campos podem ser obtidos representando o ressoador pelo modelo da cavidade de Wheeler [14]. Nesta cavidade, as partes inferior e superior são paredes elétricas e o restante dos lados são paredes magnéticas, como ilustra a Figura 5.1.

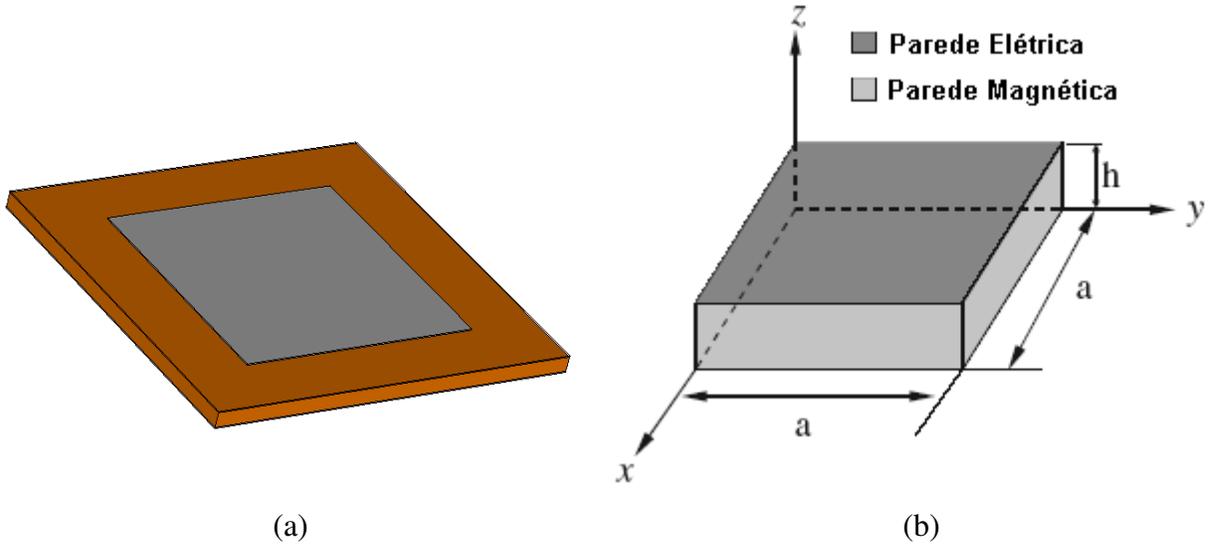


Figura 5.1 (a) Ressonador *patch* quadrado sobre um substrato dielétrico (b) Modelamento do ressonador *patch* quadrado pela cavidade de Wheeler.

Os campos eletromagnéticos no interior da cavidade podem ser expandidos em termos do modo TM_{mn0}^z obtendo-se [1]:

$$E_z = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} A_{mn} \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{a}y\right) \quad (5.1)$$

$$H_x = \left(\frac{j\omega\epsilon_{eff}}{k_c^2}\right) \left(\frac{\partial E_z}{\partial y}\right), H_y = -\left(\frac{j\omega\epsilon_{eff}}{k_c^2}\right) \left(\frac{\partial E_z}{\partial x}\right) \quad (5.2)$$

$$k_c^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{a}\right)^2 \quad (5.3)$$

onde A_{mn} é a amplitude do modo, ω é a frequência angular, a representa a largura da cavidade e ϵ_{eff} é a permissividade efetiva. A frequência de ressonância da cavidade é dada por [14]:

$$f_{mn0} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mu\epsilon_{eff}}} \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{a}\right)^2} \quad (5.4)$$

A partir da equação (5.4) observa-se que existe um número infinito de modos de ressonância. Os que possuem a mesma frequência são chamados de modos degenerados. Na primeira ressonância, ou seja, no modo fundamental, existem os modos TM_{100}^z e TM_{010}^z na mesma frequência formando um par de modos degenerados. De (5.1) e (5.2) também nota-se que o par de modos degenerados possui distribuições de campo ortogonais entre si.

Fica assim comprovada a existência de duas distribuições de campos distintas, ou dois modos distintos, na mesma frequência. A existência de um par de modos degenerados pode ser justificada em todos os ressoadores que tenham simetria bi-dimensional. No presente trabalho, foi escolhido o *patch* quadrado pela sua relativa simplicidade de equacionamento, o que facilita o entendimento do fenômeno. Mas o mesmo raciocínio pode ser expandido para ressoadores *patch* circular e ressoadores em anel (quadrado e circular), sendo que estes últimos são o objeto principal de estudo neste trabalho.

5.2 ESTRUTURAS *DUAL-MODE*

Os ressoadores *dual-mode* são estruturas duplamente sintonizadas, através do acoplamento entre modos de ressonância, em ressoadores que possuem dois modos de ressonância degenerados e ortogonais. Como dito anteriormente, isso ocorre sempre que houver simetria bi-dimensional como em ressoadores *patch* (quadrado e circular) e ressoadores em anel (quadrado e circular).

Wolff [15] demonstrou que, se as linhas de alimentação forem arranjadas de maneira assimétrica ou se a simetria do ressoador for perturbada de alguma maneira, ambos os modos degenerados são excitados e acoplados. Quando isso ocorre, a frequência de cada modo é distinta, ou seja, eles deixam de ser degenerados e passam a ressoar em frequências diferentes. O afastamento entre estas frequências depende da intensidade da perturbação na simetria do ressoador. A Figura 5.2 ilustra algumas topologias de ressoadores *dual-mode*, em que a dupla ressonância ocorre pela introdução de uma perturbação.

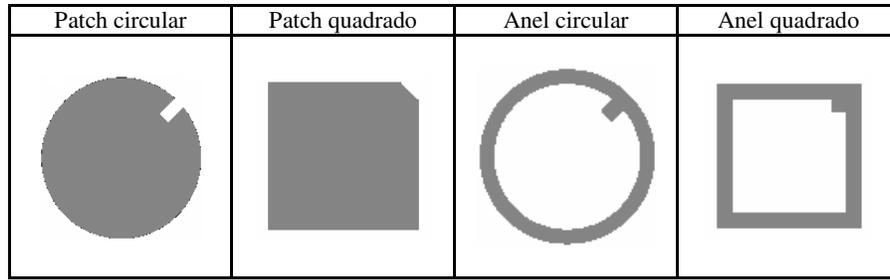


Figura 5.2 Exemplos de ressoadores *dual-mode*.

As Figuras 5.3 e 5.4 mostram resultados de simulações em que observa-se a variação do parâmetro S_{21} à introdução de uma perturbação no ressoador quadrado em anel alimentado por linhas colineares.

Adicionando-se uma perturbação ao ressoador quebra-se a simetria do mesmo, o que acopla os modos degenerados criando-se uma resposta *dual-mode*. Como ilustrado na Figura 5.4, ocorre o surgimento de dois picos de ressonância onde antes existia apenas um. Estes dois picos demonstram que os dois modos que antes eram degenerados (coexistiam na mesma frequência) passam a ressoar em frequências diferentes.

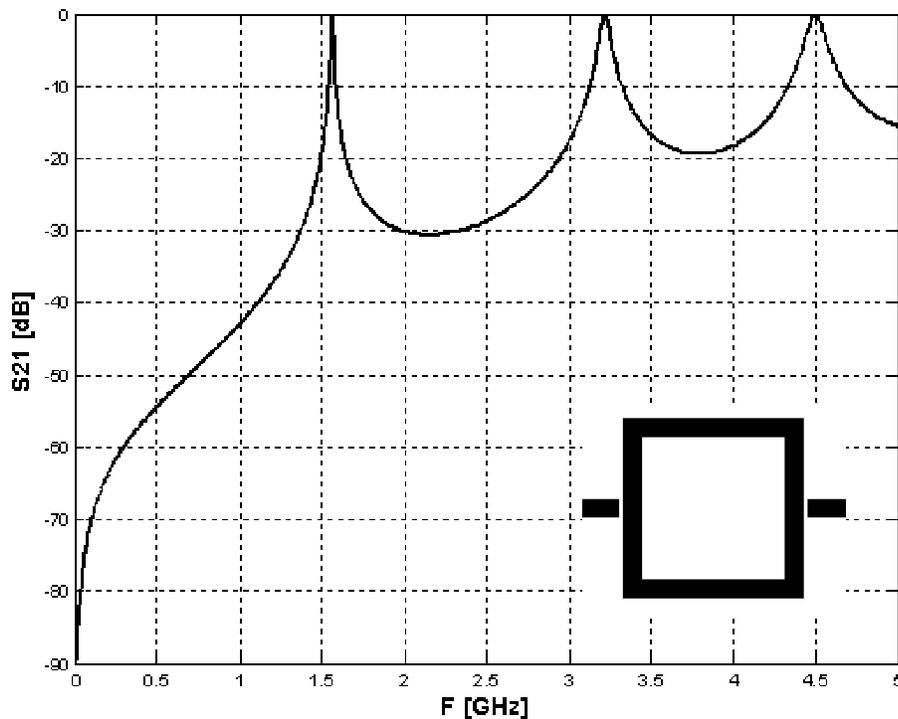


Figura 5.3 $|S_{21}|$ [dB] vs F [GHz] para um ressoador quadrado de comprimento 72 mm alimentado por linhas colineares, *gap* de 0,2 mm, $\epsilon_r = 10,8$ e $h = 1,27$ mm

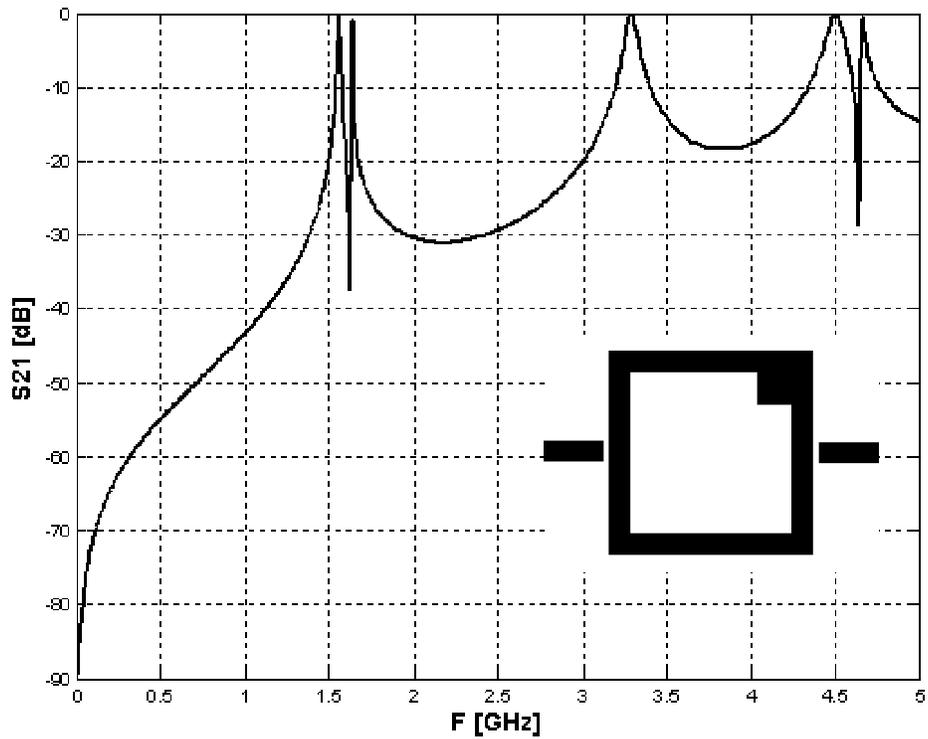


Figura 5.4 $|S_{21}|$ [dB] vs F [GHz] do circuito da Figura 5.3 ao introduzir-se uma perturbação quadrada de 2 mm de lado.

O fenômeno *dual-mode* pode ser explicado mais simplesmente e de maneira mais generalizada usando o modelo de linha de transmissão. O anel ressonador pode ser descrito como dois ressoadores de $\lambda_g/2$ conectados em paralelo, Figura 5.5.

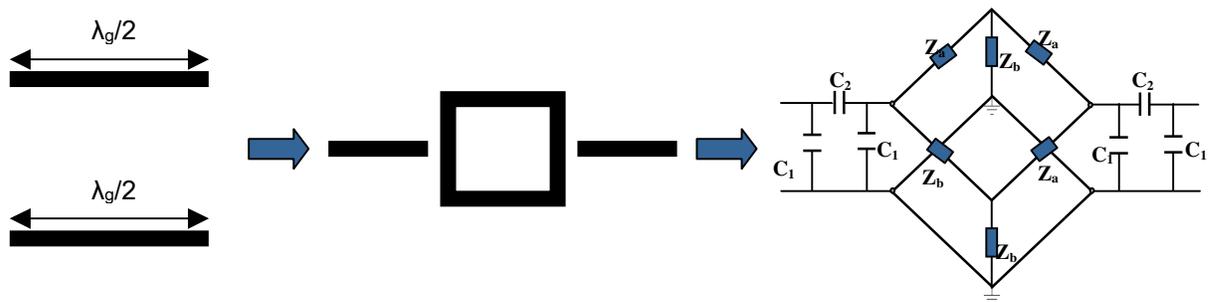


Figura 5.5 Modelo do ressonador em anel quadrado como dois ressoadores de $\lambda_g/2$ conectados em paralelo.

Como descrito na Seção 3.4, duas ondas estacionárias são estabelecidas em cada ressonador em paralelo. Se o anel não tem perturbação e é excitado por linhas de alimentação simétricas, os dois ressoadores idênticos são excitados e produzem a mesma resposta em

freqüência. Contudo, a introdução da perturbação desequilibra a estrutura mudando inclusive os parâmetros do circuito equivalente, Figura 5.5. Assim, os dois ressoadores de $\lambda g/2$ conectados em paralelo não serão mais idênticos, e surgem duas ondas estacionárias em freqüências próximas, porém distintas. Estas ondas correspondem aos modos do *dual-mode* que, após a introdução da perturbação, foram excitados e acoplados.

Fato interessante observado da Figura 5.4 é que nem todos os modos são afetados pela perturbação, apenas os modos de ordem ímpar ($n = 1, 3$ etc) [8]. Para os modos de ordem par, o local da perturbação coincide com um máximo de corrente, que, por sua vez, corresponde a um zero de tensão, pois se formam ondas estacionárias ao longo do ressoador como descrito na seção 3.4. Por exemplo, para o modo $n = 2$ ($f = 3,29$ GHz), ilustrado na Figura 5.6, observando-se os máximos e mínimos de tensão e corrente da onda estacionária estabelecida nesta ressonância, nota-se que a perturbação encontra-se numa posição em que a tensão é zero (curto-circuito). Devido a isso, este modo não é afetado pela perturbação. Logo, a perturbação coincide com um ponto de curto-circuito, o que suprime seu efeito.

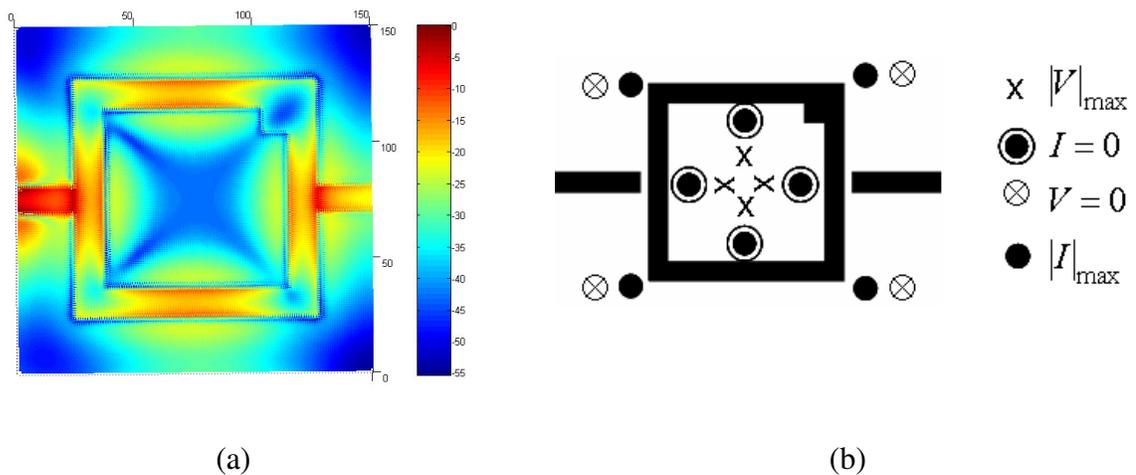
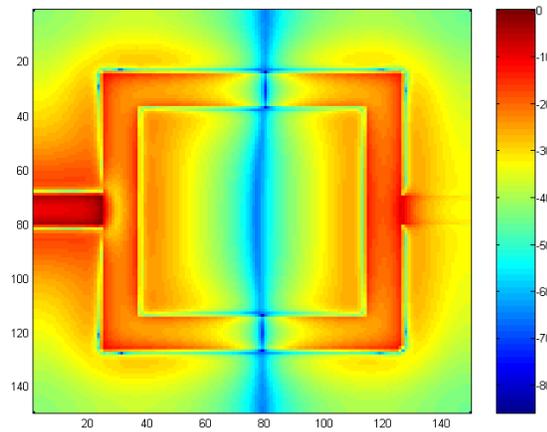
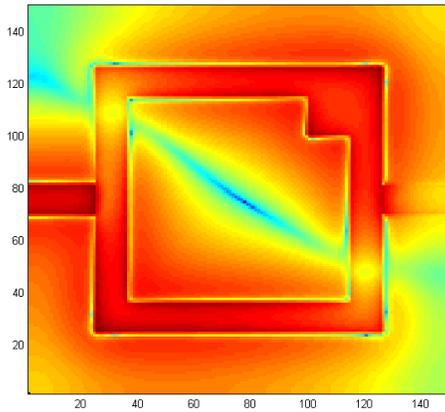


Figura 5.6 (a) Distribuição de campo elétrico. (b) Máximos e mínimos das ondas de tensão e correntes obtidos de (a). Ambas correspondentes ao modo $n = 2$ ($f = 3,29$ GHz).

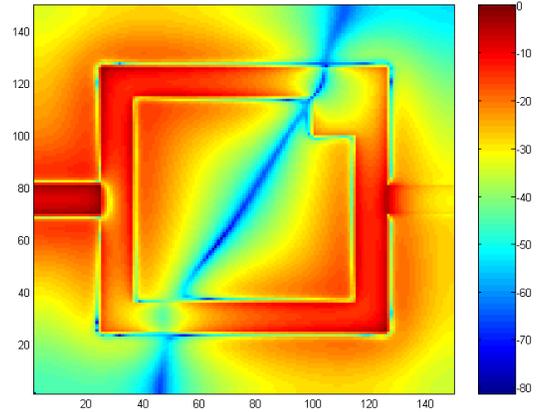
Como mostrado anteriormente, cada ressonância corresponde a uma configuração de campo elétrico, nem todos os modos são afetados pela adição de uma perturbação. Contudo, aqueles modos afetados pela perturbação têm sua configuração de campo elétrico também alterada, uma vez que aparecem dois picos de ressonância e cada um destes resultará numa configuração de campo elétrico distinta. A Figura 5.7 ilustra o campo elétrico do ressoador quadrado, antes e depois da introdução da perturbação.



(a)



(b)



(c)

Figura 5.7 Distribuição de campo no domínio da frequência, normalizado em dB, para um ressonador com as mesmas dimensões daquele da Figura 5.3, para o modo fundamental ($n = 1$). (a) sem perturbação $f = 1,56$ GHz, (b) após a introdução da perturbação para $f = 1,55$ GHz e (c) após a introdução da perturbação para $f = 1,63$ GHz.

Os pontos de máximo de campo elétrico, que antes coincidiam exatamente com o ponto em que o ressonador é alimentado, após a introdução da perturbação se deslocaram do seu alinhamento original, ou seja, os pontos de máximo da onda estacionária que se forma durante as ressonâncias se deslocaram para as novas configurações mostradas nas Figuras 5.7(b) e (c), em que se observa a distribuição de campo elétrico na ressonância dupla que surgiu após a introdução da perturbação. Nota-se também que a distribuição de campo elétrico nas frequências das Figuras 5.7(b) e 5.7(c) estão deslocadas entre si de 90° , o que demonstra a ortogonalidade entre os modos degenerados.

5.3 MODELAMENTO DO EFEITO DA PERTURBAÇÃO

Seja um ressoador em anel quadrado com entrada/saída ortogonais e simétricas com relação à diagonal, como ilustrado na Figura 5.8(a).

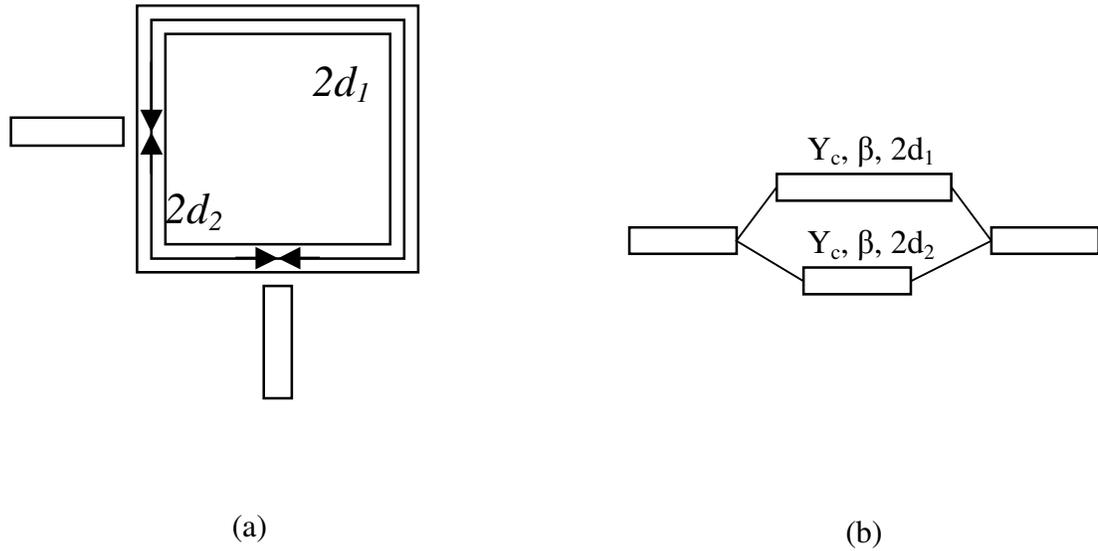


Figura 5.8 (a) Ressoador anel quadrado com entrada/saída ortogonais. (b) circuito equivalente em termos de linhas de transmissão.

Considerando o caso sem perdas, pode-se afirmar que $Y_{in} = jB_{in}$, ou seja, a admitância de entrada do ressoador é puramente imaginária. O ressoador pode ser modelado como sendo duas linhas de transmissão de comprimentos diferentes conectadas em paralelo e acopladas às linhas de alimentação, Figura 5.8(b) [16]. Denotando β_o como a constante de propagação na ressonância e ω_o como a frequência de ressonância angular, na ressonância tem-se:

$$2(d_1 + d_2)\beta_o = 2\pi \quad (5.5)$$

Expressando a constante de propagação em função da frequência e da velocidade de propagação ao longo da linha resulta em:

$$\beta_o = \frac{\omega_o}{v} = \frac{2\pi f_o}{\lambda f_o} = \frac{\pi}{d_1 + d_2} \quad (5.6)$$

Sendo β e ω valores genéricos na equação (5.6) fora de ressonância, após aplicação de uma regra de três simples, obtém-se (5.7) que define o parâmetro β do modelo da Figura 5.8(b), cujos valores d_1 e d_2 são mostrados na Figura 5.9

$$\beta = \frac{\omega}{v} = \frac{\pi}{d_1 + d_2} \frac{\omega}{\omega_o} \quad (5.7)$$

A Figura 5.9 ilustra o modelo do ressoador anel quadrado ao adicionar-se uma perturbação no seu canto superior direito. O papel da perturbação é acoplar os dois modos de ressonância degenerados e ortogonais do ressoador, sendo equivalente a um capacitor conectado em paralelo se $B > 0$ ou um indutor em paralelo se $B < 0$ [16]. Para facilitar o modelamento, o circuito foi dividido em seus equivalentes do modo par e modo ímpar como mostrado na Figura 5.10. Y_c é a admitância característica da linha utilizada no ressoador, β a constante de propagação e d o comprimento da linha conectada até a carga cuja admitância é Y_L .

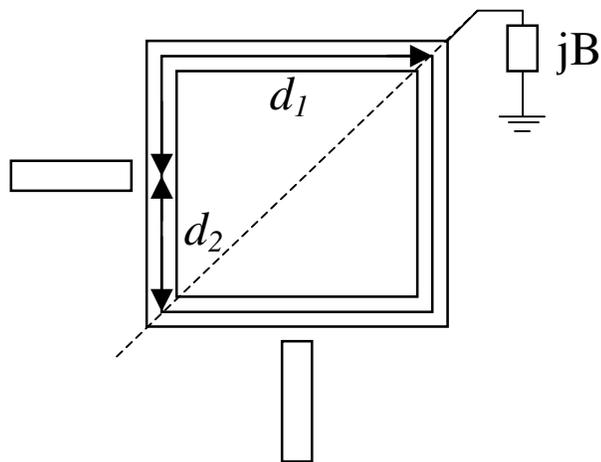


Figura 5.9 Modelo do ressoador anel quadrado com a adição de uma perturbação.

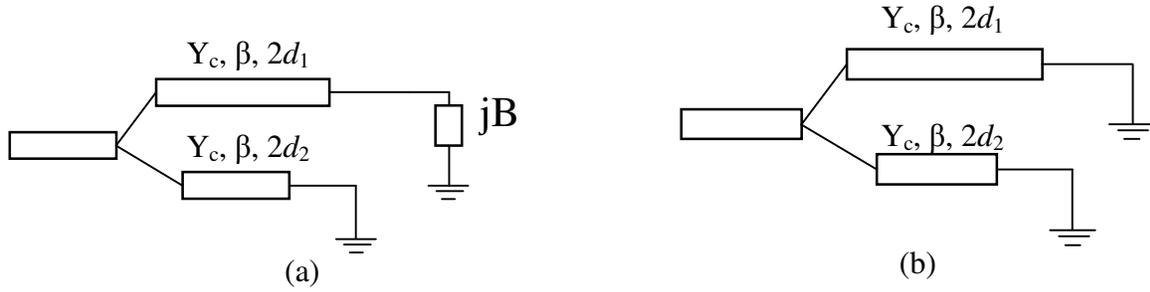


Figura 5.10 Circuito equivalente para: (a) modo par e (b) modo ímpar

Da teoria de linhas de transmissão, tem-se que admitância vista na entrada de uma linha terminada em uma carga é dada por:

$$Y_{in} = Y_C \frac{Y_L + jY_C \tan(\beta d)}{Y_C + jY_L \tan(\beta d)} \quad (5.8)$$

Analisando primeiramente o modelo da Figura 5.10(a), e denotando a admitância correspondente à seção de comprimento d_1 por $Y_{in}^{(1)}$ e a da seção de comprimento d_2 por $Y_{in}^{(2)}$, ao aplicar-se (5.8), obtém-se:

$$Y_{in}^{(1)} = Y_C \frac{jB + jY_C \tan(\beta d_1)}{Y_C - B \tan(\beta d_1)} \quad (5.9)$$

Definindo a susceptância normalizada como:

$$b = \frac{B}{Y_C} \quad (5.10)$$

a equação (5.9) torna-se:

$$Y_{in}^{(1)} = Y_C \frac{j b + j \tan(\beta d_1)}{1 - b \tan(\beta d_1)} \quad (5.11)$$

A normalização feita acima facilitará o modelamento do efeito da perturbação ao definir-se um ângulo φ cuja tangente resulta em b . Assim, substituindo b por $\tan(\varphi)$ em (5.11) e aplicando-se relações da trigonometria resulta em

$$Y_{in}^{(1)} = jY_C \tan(\beta d_1 + \varphi) \quad (5.12)$$

Analisando agora a seção de linha de comprimento d_2 da Figura 5.10(a), basta fazer $Y_L = 0$ em (5.8) para obter-se:

$$Y_{in}^{(2)} = jY_C \tan(\beta d_2) \quad (5.13)$$

Na ressonância, $Y_{in} = 0$, logo, somando-se as equações (5.12) e (5.13) chega-se a:

$$Y_{in}^{(1)} + Y_{in}^{(2)} = jY_C [\tan(\beta d_1 + \varphi) + \tan(\beta d_2)] = 0 \quad (5.14)$$

A relação que satisfaz a equação (5.14) é:

$$\beta d_1 + \beta d_2 + \varphi = \pi \Rightarrow \beta(d_1 + d_2) = \pi - \varphi = \pi - \tan^{-1}(b) \quad (5.15)$$

De (5.15), obtém-se a constante de propagação advinda do modelo da Figura 5.10(a), denominada de constante de propagação do modo par β^e , que é dada por:

$$\beta^e = \frac{2\pi f^e}{v} = \frac{\pi - \tan^{-1}(b)}{d_1 + d_2} \quad (5.16)$$

O modelo da Figura 5.10(b) não possui carga então $B = 0$, assim, aplicando (5.14) chega-se no resultado já expresso por (5.6). Logo, a constante de propagação para o modo ímpar, denominada de β^o , é dada por:

$$\beta^o = \frac{2\pi f^o}{v} = \frac{\pi}{d_1 + d_2} = \beta_o \quad (5.17)$$

Da equação (5.17) também conclui-se que $f^o = f_o$, ou seja, o modo ímpar possui a mesma frequência do ressoador sem perturbação.

Dividindo (5.16) por (5.17) resulta em:

$$\beta^e = \beta_o \left(1 - \frac{1}{\pi} \tan^{-1}(b) \right) \quad (5.18)$$

$$f^e = f_o \left(1 - \frac{1}{\pi} \tan^{-1}(b) \right) \quad (5.19)$$

Do exposto se observa que com a introdução da perturbação existem dois modos de ressonância, sendo que um deles permanece na frequência de ressonância original f_o (apenas para tamanhos pequenos da perturbação) e surge um segundo modo ressoando em f^e . O coeficiente de acoplamento entre estes dois modos é definido como a relação entre o módulo da diferença entre as duas frequências de ressonância pela frequência central, como definido em:

$$f_c = \frac{f^e + f^o}{2} = f_o \left(1 - \frac{1}{2\pi} \tan^{-1}(b) \right) \quad (5.20)$$

$$k = \frac{|f^e - f^o|}{f_c} = \frac{\frac{1}{2\pi} |\tan^{-1}(b)|}{1 - \frac{1}{2\pi} |\tan^{-1}(b)|} \quad (5.21)$$

As equações (5.20) e (5.21) são úteis no auxílio ao projeto de filtros a ressoadores *dual-mode* uma vez que, através delas, é possível estimar a frequência de ressonância de cada modo conhecendo-se a constante de propagação e a susceptância normalizada.

Do exposto fica claro que ao se variar o valor de B , Figura 5.9, o acoplamento entre os modos é alterado, e as duas frequências de ressonância se afastam ou se aproximam, pois o coeficiente de acoplamento entre os dois modos de ressonância é alterado. Para modificar o acoplamento entre os dois modos, basta alterar-se o tamanho e o tipo da perturbação. Na

Figura 5.11, mostra-se o resultado de simulações com o método FDTD que ilustram esse fenômeno. À medida que o tamanho da perturbação aumenta, as frequências dos dois modos se afastam.

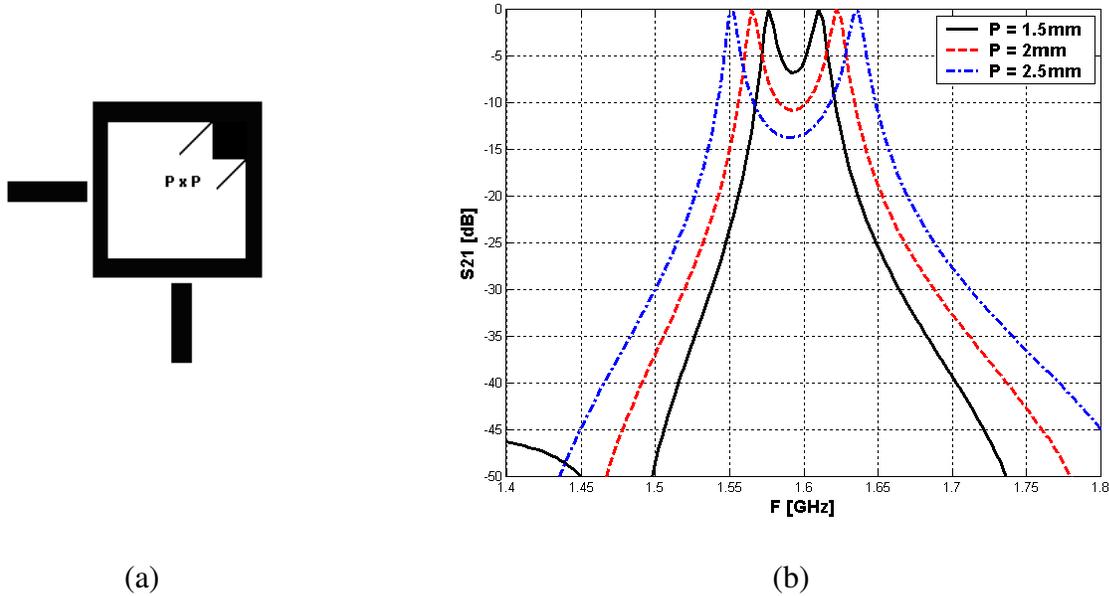


Figura 5.11 Efeito da variação do tamanho da perturbação para um ressoador quadrado de lado 20 mm alimentado por linhas ortogonais com um gap de 0,2 mm, $\epsilon_r = 10,8$ e $h = 1,27$ mm.

Anteriormente, mostrou-se que uma das ressonâncias ocorre em f^e e a outra em f^o e que esta última ocorria na mesma frequência do ressoador sem perturbação, ou seja, $f^o = f_o$. Contudo, esta última igualdade não é completamente verdadeira porque o modelo desenvolvido, baseado em linhas de transmissão, não leva em consideração certos fatores que só serão contemplados na simulação eletromagnética. Como afirmado no Capítulo 3, a ressonância ocorre quando $l_r = n\lambda_g$, em que l_r é o comprimento médio do anel. O fato é que a introdução da perturbação altera este comprimento médio fazendo com que f_o possua valores diferentes antes e depois da introdução da perturbação. Por isso, a igualdade $f^o = f_o$ é válida apenas para valores pequenos da perturbação.

6. FILTROS A RESSOADORES *DUAL-MODE*

Neste capítulo, o foco será voltado à obtenção de respostas passa-faixa com ressoadores *dual-mode*. Primeiramente, serão estudados filtros com dois pólos (com apenas um ressoador *dual-mode*). Posteriormente, o grau do filtro será aumentado, sendo explorado, ainda, os acoplamentos não-adjacentes. Será mostrado a introdução da perturbação como um fator de ajuste da resposta em frequência de um filtro.

Para caracterizar-se o comportamento dos filtros, além do parâmetro S_{21} , também será plotado nas simulações parâmetro S_{11} . Nos capítulos anteriores, o parâmetro S_{21} era suficiente para a análise porque o que estava em questão eram os pontos de ressonância, contudo, na caracterização de filtros, o parâmetro S_{11} torna-se importante. A partir desse parâmetro, por exemplo, pode-se saber como está o casamento de impedância entre a entrada e a estrutura e o quanto de energia está sendo refletida do filtro dentro da banda passante.

As simulações apresentadas neste capítulo foram todas realizadas com um substrato de altura $h = 1,57$ mm e permissividade relativa $\epsilon_r = 10$.

6.1 RESPOSTAS PASSA-FAIXA OBTIDAS COM RESSOADORES *DUAL-MODE* EM ANEL ALIMENTADOS POR *GAP*

Ao introduzir uma perturbação no ressoador em anel alimentado por linhas colineares surgem dois picos de ressonância como mostrado anteriormente. Da distribuição de campo elétrico nesses dois picos de ressonância, Figura 5.7, nota-se que os pontos de máximo do campo elétrico se deslocaram em relação à configuração sem perturbação. Como esses pontos de máximo se desalinham em relação às linhas de alimentação, intuitivamente, conclui-se que talvez seja interessante alimentar o ressoador com linhas ortogonais para um melhor acoplamento de energia na saída. A Figura 6.1 ilustra a resposta em frequência para essa configuração.

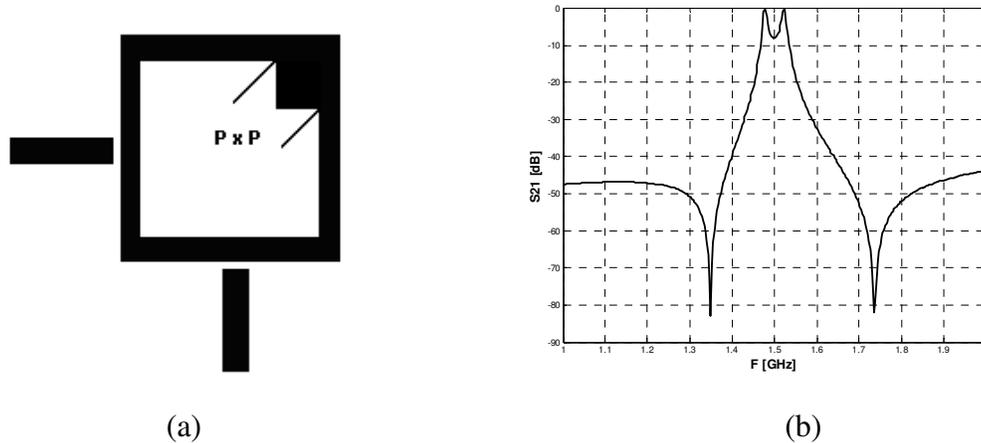


Figura 6.1 Ressorador quadrado de lado 20 mm e perturbação de 3 mm, alimentado por linhas ortogonais com um *gap* de 0,4 mm, $\epsilon_r = 10$ e $h = 1,57$ mm. (a) Estrutura (b) Parâmetro S_{21} .

A energia é acoplada na saída de maneira uniforme entre os dois modos do *dual-mode* devido à configuração das linhas de alimentação. O uso de linhas ortogonais de alimentação faz com que o acoplamento de energia na saída seja melhor do que com linhas colineares, devido ao deslocamento dos máximos de campo elétrico após a introdução da perturbação. Aparecem também dois zeros de transmissão no parâmetro S_{21} , pois, fora dos picos de ressonância, o campo elétrico assume uma configuração que faz com que a linha de saída coincida com um nulo de campo elétrico.

Diminuindo-se os *gaps*, aumentando a área de acoplamento e ajustando o tamanho da perturbação tem-se um filtro de 2 pólos com apenas 1 ressoador, como mostrado na Figura 6.2.

A introdução da perturbação faz com que dois modos coexistam dentro de um único ressoador. Em termos de elementos de circuito, o modelo do ressoador *dual-mode* é apresentado na Tabela 6.1. O desenvolvimento deste modelo é baseado no circuito equivalente do ressoador mostrado na seção 3.3 para o caso sem perdas, assim, o ressoador fica representado por um circuito *LC* paralelo e os inversores de imitância $J_{0,1}$ e $J_{1,2}$ representam os acoplamentos de entrada e saída.

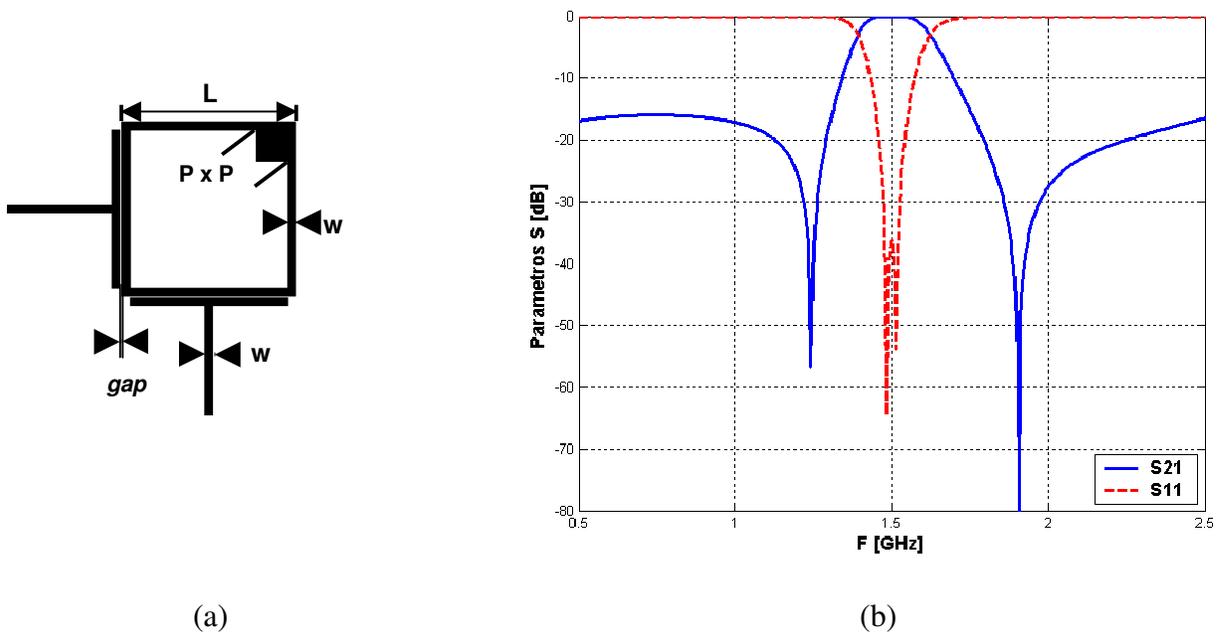
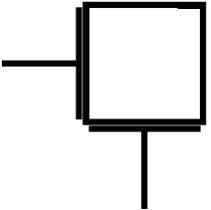
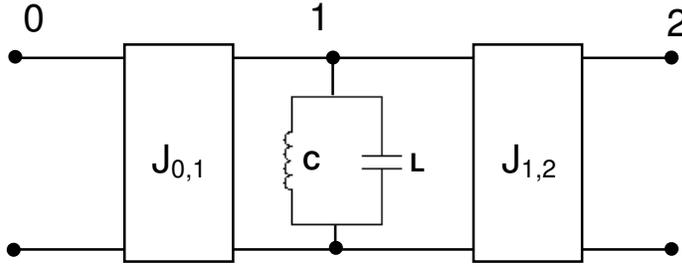
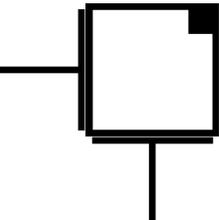
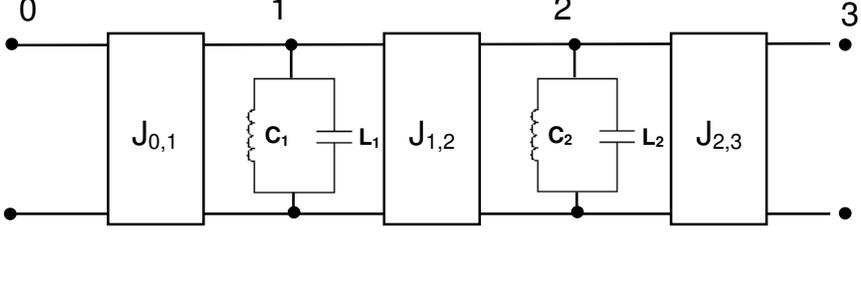


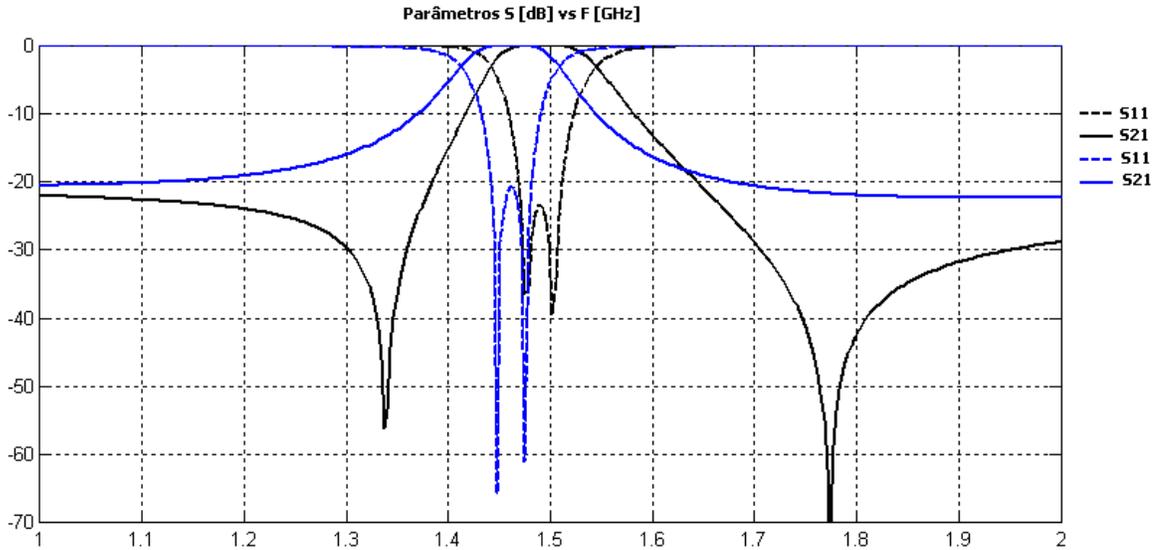
Figura 6.2 Filtro de 2 pólos utilizando um ressoador *dual-mode* em anel. (a) Estrutura onde $w = 1$ mm, $L = 20$ mm, $P = 3,8$ mm e $gap = 0,2$ mm, (b) Parâmetros S_{21} e S_{11} .

Na Tabela 6.1, cada modo é representado por um circuito LC paralelo. Aqui fica clara a afirmativa de que o ressoador *dual-mode* é uma estrutura duplamente sintonizada. Na tabela, $J_{0,1}$ e $J_{2,3}$ representam os acoplamentos de entrada e saída, respectivamente, e $J_{1,2}$ representa o acoplamento entre os dois modos do ressoador *dual-mode*.

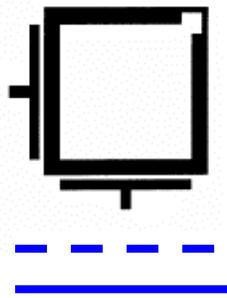
Tabela 6.1 Circuito equivalente do ressoador *dual-mode*

Ressorador	Circuito equivalente
 <p data-bbox="305 541 451 569">Sem perturbação</p>	
 <p data-bbox="305 877 451 900">Com perturbação</p>	

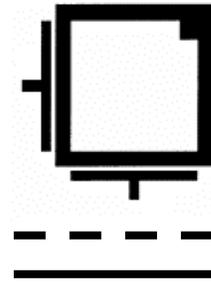
A perturbação, além de excitar, também acopla os dois modos degenerados. A intensidade do acoplamento depende do tamanho da perturbação. O tipo de acoplamento pode ser variado de acordo com o tipo de perturbação. A natureza do acoplamento entre os modos degenerados pode ser indutiva (magnética) ou capacitiva (elétrica) dependendo do tipo de perturbação utilizado [13]. A Figura 6.3 mostra a resposta em frequência para dois tipos diferentes de perturbação. Em um caso é feito um recorte no canto do ressoador e no outro é inserido um quadrado metálico.



(a)



(b)



(c)

Figura 6.3 Resposta do filtro ao variar-se o tipo de perturbação. (a) Parâmetros S; (b) e (c) Estruturas com as respectivas legendas.

Observa-se da Figura 6.3 que a diferença mais visível é a existência de zeros de transmissão na resposta da estrutura da Figura 6.3(c), como consequência da natureza do acoplamento entre os modos degenerados. Não será abordado o mérito desta questão no presente trabalho, mas, na literatura, tem-se que, no caso da Figura 6.3(b), o acoplamento entre os modos degenerados é indutivo e, na estrutura da Figura 6.3(c), é capacitivo [13]. Isso equivale a dizer que, no modelo da Figura 5.9, $B > 0$ (capacitivo) se a perturbação for um quadrado metálico no canto do ressoador, Figura 6.3(c), e $B < 0$ (indutivo), se a perturbação for um recorte, Figura 6.3(b). Outra observação importante é que a alteração do tipo de perturbação equivale a alterar o parâmetro $J_{1,2}$ no modelo da segunda linha da Tabela 6.1.

É possível obter filtros com maior número de polos concatenando dois ressoadores *dual-mode* em série. Esta estratégia nada mais é do que a síntese direta em cascata, muito utilizada no projeto de filtros [1]. A Figura 6.4 ilustra a resposta do filtro obtido com essa idéia.

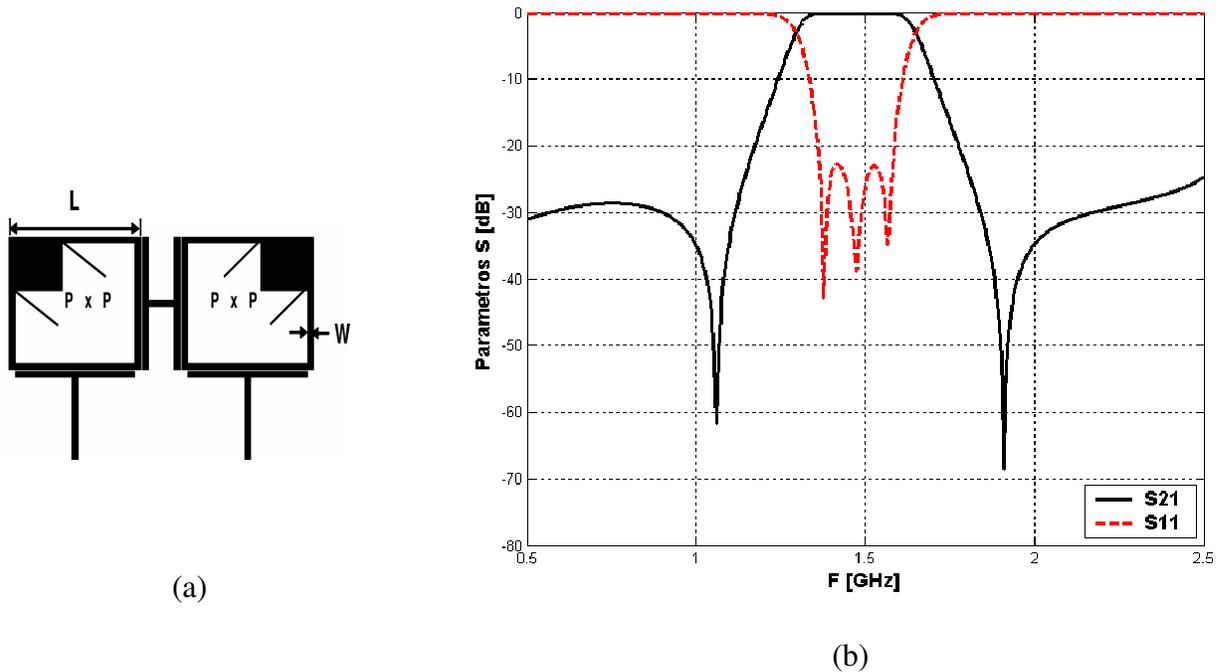


Figura 6.4 Filtro obtido concatenando dois ressoadores *dual-mode*. (a) Estrutura onde $w = 1$ mm, $L = 20$ mm, $P = 7,5$ mm e $gap = 0,2$ mm; (b) Parâmetros S.

O filtro da Figura 6.4 nada mais é do que dois filtros equivalentes ao da Figura 6.2 sobrepostos, o que resulta em uma estrutura de 4 pólos (cada ressoador *dual-mode* corresponde a 2 pólos). Como consequência de ser uma estrutura de grau superior, a largura da banda passante deste filtro é maior se comparada ao filtro da Figura 6.2. Neste filtro, como o número de *gap*'s pelos quais o sinal passa até alcançar a saída é maior que no filtro da Figura 6.2, as perdas de retorno são maiores, sendo que o parâmetro S_{11} é inferior a -25 dB dentro da banda passante, enquanto no primeiro caso ficava abaixo de -35 dB.

O circuito equivalente da estrutura está ilustrado na Figura 6.5. Os inversores de imitância $J_{1,2}$ e $J_{3,4}$ promovem o acoplamento entre os modos degenerados de cada ressoador e $J_{2,3}$ promove o acoplamento entre os dois ressoadores.

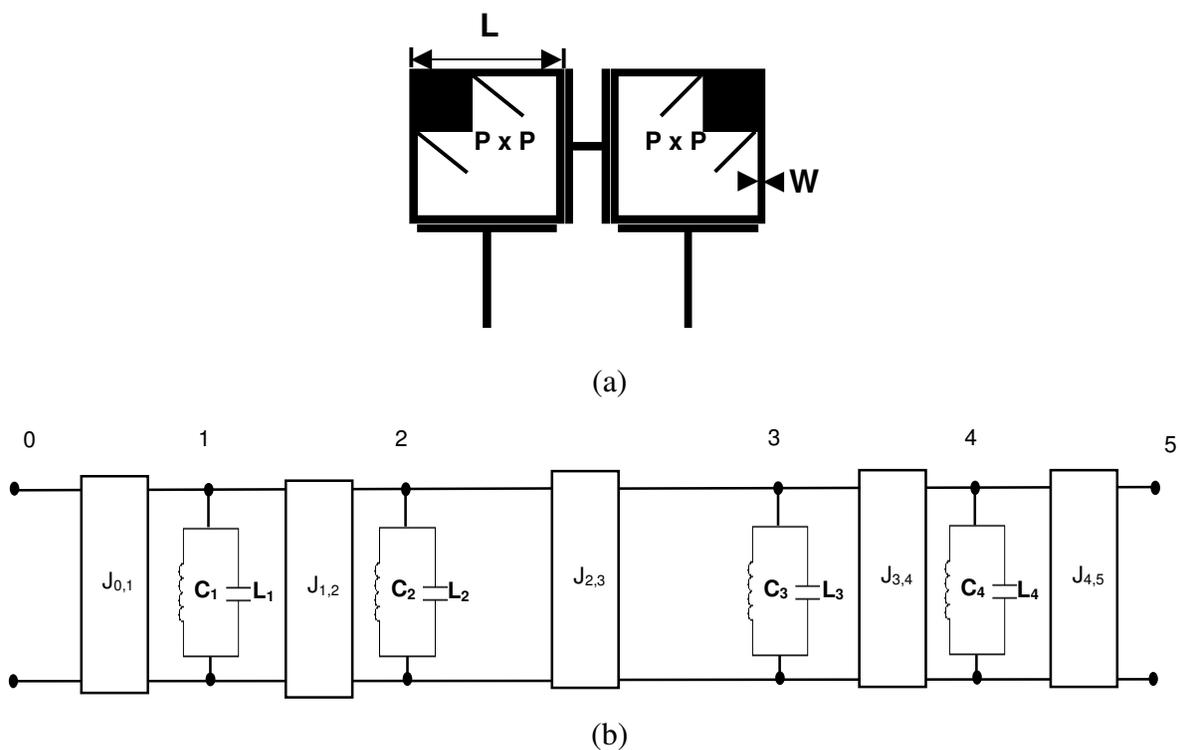


Figura 6.5 Circuito equivalente do filtro da Figura 6.4.

Uma prática comum no projeto de filtros é promover acoplamento entre ressoadores não adjacentes com o intuito de obter-se respostas melhores. Estes melhoramentos são obtidos o posicionando-se zeros de transmissão extras nas proximidades da frequência de corte. Considerando o modelo da Figura 6.5(b), os acoplamentos não adjacentes ficam como na Figura 6.6.

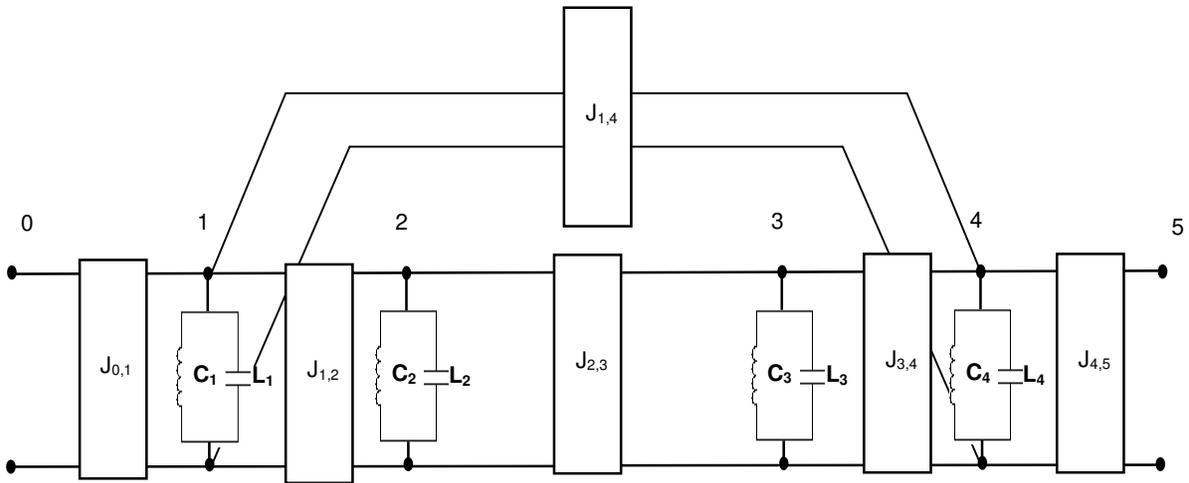


Figura 6.6 Acoplamentos não adjacentes que podem ser promovidos no modelo da Figura 6.5(b).

O objetivo agora é proporcionar os acoplamentos descritos na estrutura da Figura 6.4(a). No circuito equivalente, cada modo do *dual-mode* é representado por um circuito *LC* em paralelo. Em termos de campos eletromagnéticos, cada modo corresponde a uma distribuição de campo elétrico, que são ortogonais entre si como mostrado na seção 5.2. Nota-se da Figura 6.6 que um dos modos de cada ressonador *dual-mode* é acoplado diretamente com o outro através de $J_{2,3}$ e os outros são acoplados de maneira não adjacente através de $J_{1,4}$. A maneira de acoplar os modos não adjacentes neste caso foi dobrar a estrutura de modo que os dois ressoadores aproximassem seus lados, como ilustrado na Figura 6.7. Na Figura 6.8, está mostrada a resposta desta estrutura e suas dimensões.

Observa-se da Figura 6.8(b) que o objetivo pretendido com os acoplamentos não adjacentes foi alcançado, ou seja, surgiram zeros de transmissão extras na resposta do filtro o que melhora a banda de rejeição. Houve também um aumento da largura da banda passante. Contudo, as perdas de retorno pioraram como visto pelo parâmetro S_{11} que fica abaixo de -13 dB.

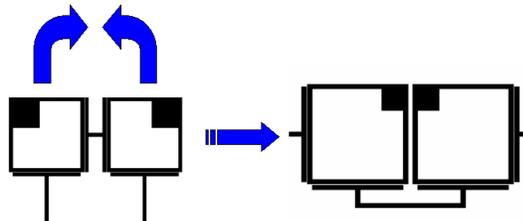
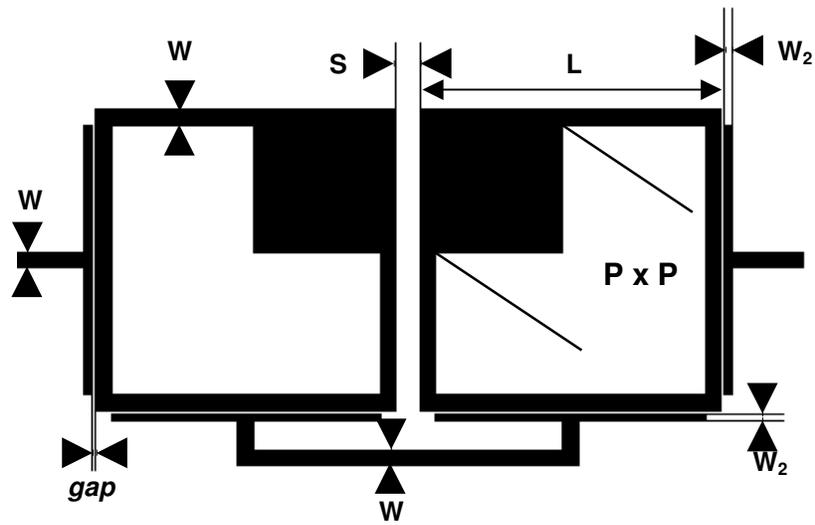
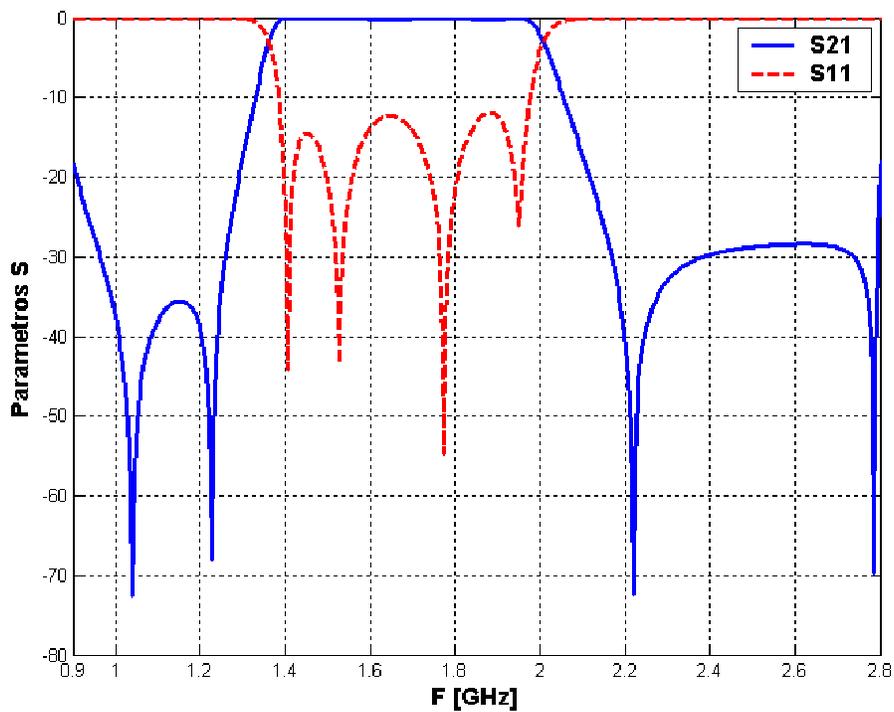


Figura 6.7 Dobramento da estrutura para obter-se acoplamentos não adjacentes



(a)



(b)

Figura 6.8 (a) Dimensões da estrutura para acoplamentos não-adjacentes: $W = 1$ mm, $W_2 = 0,5$ mm, $L = 19$ mm, $S = 1,5$ mm, $P = 8$ mm e $gap = 0,2$ mm. (b) Parâmetros S.

6.2 A PERTURBAÇÃO COMO FATOR DE AJUSTE DA RESPOSTA EM FREQUÊNCIA DE RESSOADORES EM ANEL

O ponto de partida para o estudo a ser feito nesta seção é o ressonador quadrado alimentado diretamente, por linhas ortogonais, cuja resposta foi analisada na seção 4.2, e, por comodidade, esta ilustrada novamente na Figura 6.9.

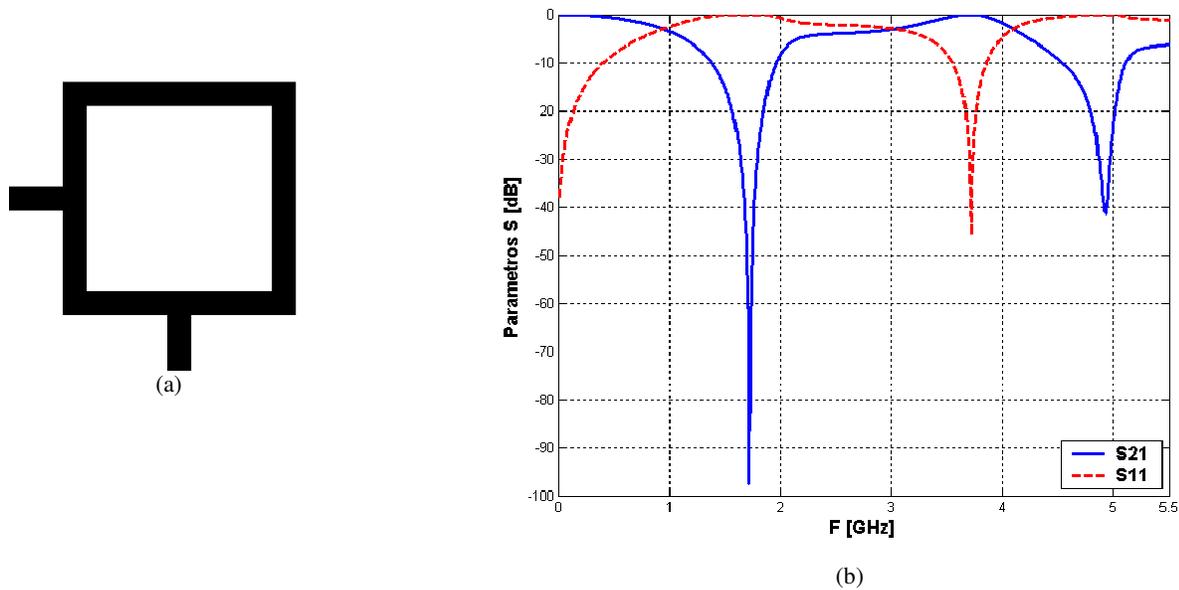


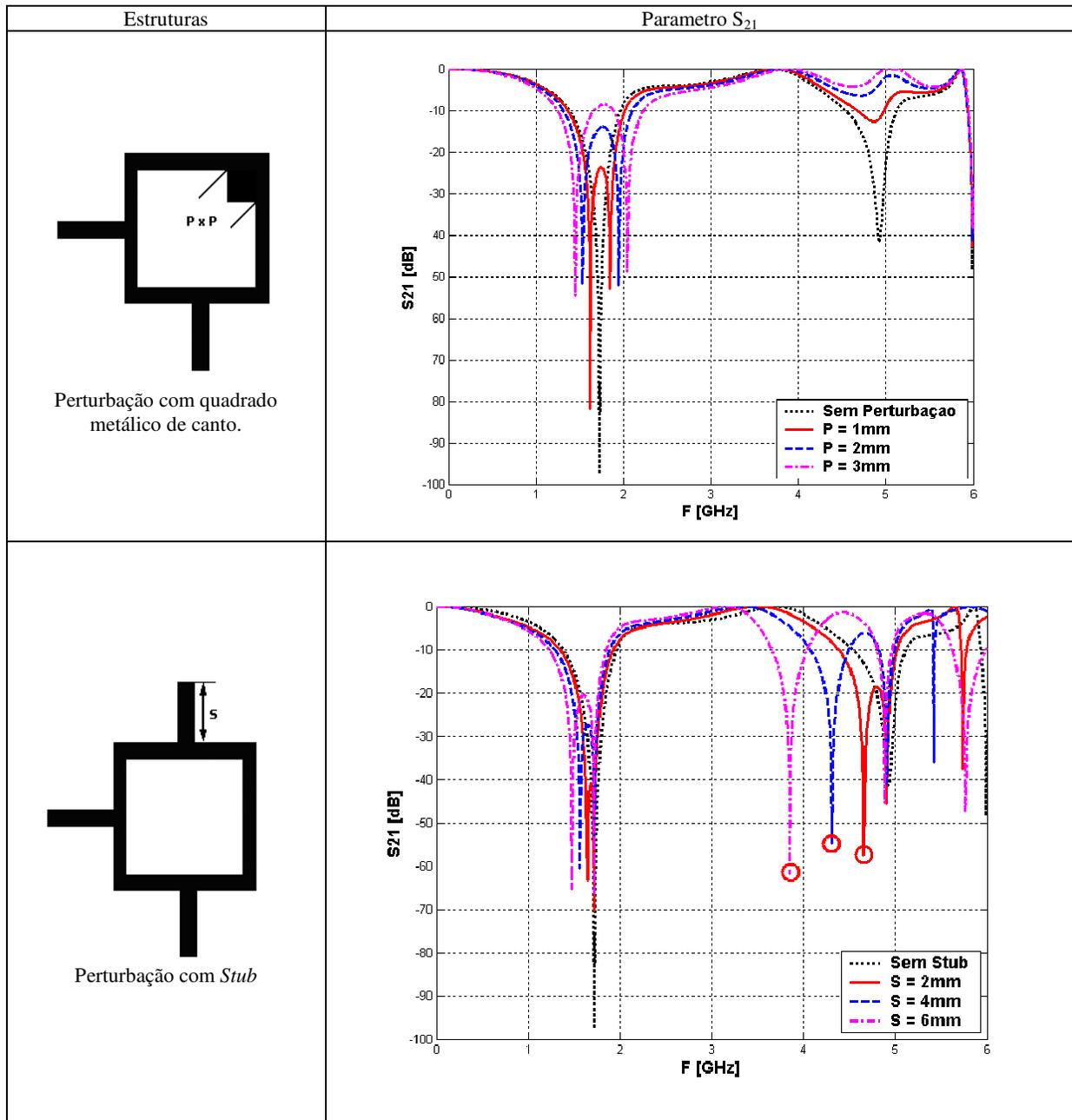
Figura 6.9 Ressonador de comprimento médio 72 mm, composto por linhas de 1 mm de espessura, alimentado diretamente por linhas ortogonais. (a) Estrutura. (b) Parâmetros S.

Conforme explicado na seção 4.2, nas ressonâncias de ordem ímpar ($n = 1, 3$ etc) a linha de alimentação fica posicionada num ponto em que o campo elétrico é nulo, sendo assim, é acoplada uma quantidade pequena de energia na saída, o que explica os picos negativos de S_{21} nas ressonâncias.

A estrutura da Figura 6.9 também apresenta comportamento *dual-mode* quando é introduzido algum tipo de perturbação que quebre sua simetria.

A Tabela 6.2 ilustra as respostas do ressonador quadrado em anel, alimentado por linhas ortogonais conectadas diretamente, quando introduzidos dois tipos de perturbação.

Tabela 6.2 Resultado da introdução de perturbação no ressoador quadrado da Figura 6.9



Existem, basicamente, três observações importantes a serem feitas com relação às respostas ilustradas na Tabela 6.2:

1. Para o caso da perturbação com *stub*, as duas ressonâncias que ocorrem entre 0 e 6 GHz são afetadas pela perturbação, ou seja, surgem ressonâncias duplas onde antes existia apenas uma. Já para a perturbação com o quadrado de canto,

apenas a primeira ressonância é afetada, a segunda vai desaparecendo progressivamente com o aumento do tamanho da perturbação. A explicação para este fenômeno está na forma de atuação de cada tipo de perturbação. O quadrado metálico atua deslocando os máximos de campo elétrico de suas posições originais (como descrito na seção 5.2). Na segunda ressonância, este fato acaba por aproximar um máximo de campo da linha de saída, o que faz a ressonância desaparecer, pois a energia passa a ser acoplada na saída. Já o *stub* interage com o anel de modo que uma ressonância adicional é criada, e os pontos de ressonância originais do anel permanecem inalterados.

2. Quando se estudou o modelamento do efeito da perturbação, seção 5.3, foi afirmado que $f^o = f_o$, ou seja, um dos modos que surgem com a introdução da perturbação (denominado modo ímpar) possui a mesma frequência do ressoador sem perturbação. Contudo, como o quadrado metálico alterava o comprimento médio do anel tal fato não ocorria. A utilização de *stubs* como perturbação não altera este comprimento médio do anel, então tal fenômeno passa a ocorrer como observado na Tabela 6.2, em que, apenas um dos modos se desloca quando o tamanho do *stub* é variado, sendo que o outro permanece na frequência de ressonância original.
3. Para o caso da utilização de *stub*, um dos modos degenerados que são excitados na segunda ressonância se desloca progressivamente para frequências mais baixas à medida que o tamanho do *stub* aumenta. Os círculos vermelhos na figura da Tabela 6.2 destacam esse fenômeno.

A terceira observação acima é a mais importante, pois, a partir desse fenômeno, será obtida uma resposta passa-faixa utilizando anéis ressoadores quadrados alimentados por linhas ortogonais conectadas diretamente.

Considere agora a introdução de dois *stubs*, como ilustrado na Figura 6.10. Pelo fato de terem sido adicionados dois *stubs*, a simetria da estrutura é mantida, como consequência disso, no parâmetro S_{21} , não surgiram ressonâncias duplas, ou seja, não se trata de uma estrutura *dual-mode*. Porém, o fenômeno destacado no item 3 acima, referente às simulações mostradas na Tabela 6.2, ocorre aqui para a segunda ressonância que se desloca progressivamente para

freqüências mais baixas à medida que o tamanho dos *stubs* aumenta, conforme destacado pelos pontos circulados na Figura 6.10. Este fato pode ser utilizado para a obtenção de respostas passa-faixa, pois à medida que a segunda ressonância se desloca para as freqüências mais baixas, tem-se a formação deste tipo de resposta.

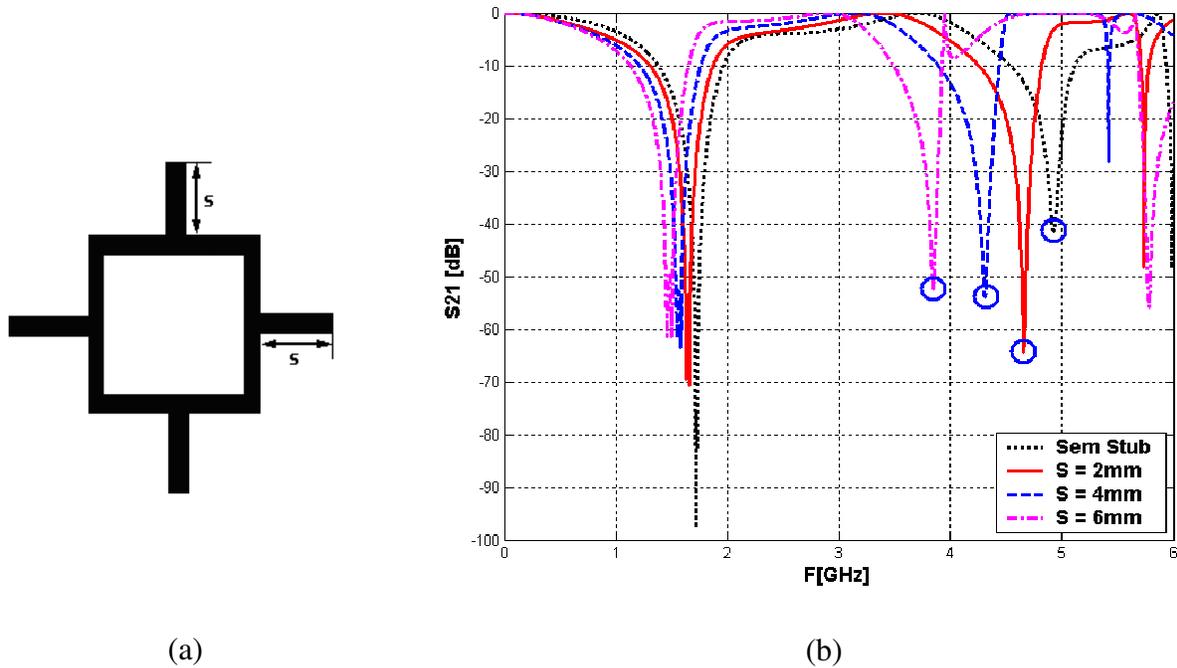


Figura 6.10 Ressorador da Figura 6.9 após a introdução de dois *stubs*. (a) Estrutura. (b) Parâmetro S_{21} .

Após ajustes nas dimensões do ressoador e dos *stubs* de sintonia, obteve-se a resposta mostrada na Figura 6.11. Obtém-se assim uma resposta passa-faixa com dois zeros de transmissão finitos. Estes zeros nada mais são do que os pontos de ressonância do ressoador que foram reposicionados após a introdução dos *stubs* de sintonia.

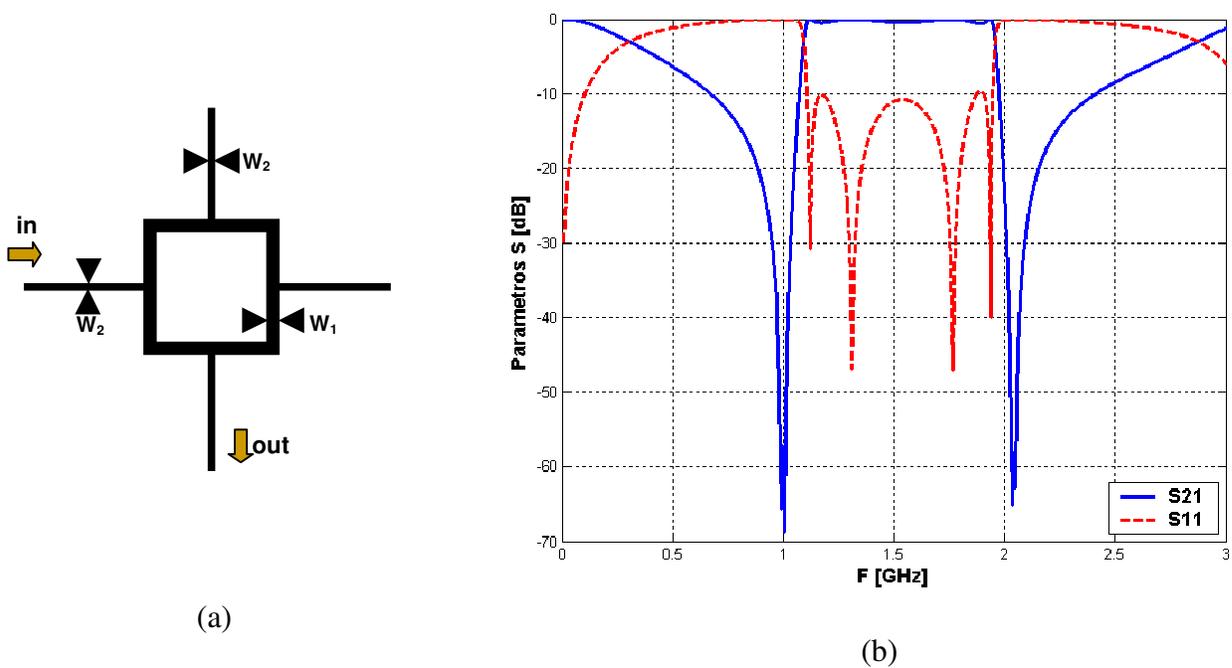


Figura 6.11 Resposta passa faixa obtida com a utilização de *stubs*. (a) Dimensões da estrutura: anel de comprimento médio = 80 mm, $W_1 = 2$ mm, $W_2 = 1$ mm, *Stubs* = 18 mm. (b) Parâmetros S .

Observando a resposta passa-faixa da Figura 6.11 nota-se uma necessidade de melhorias na banda de rejeição, uma vez que o parâmetro S_{21} retorna a 0 dB rapidamente quando se afasta dos zeros de transmissão. Fazendo da estrutura um *dual-mode*, os zeros de transmissão se tornam duplos, o que pode minimizar esta desvantagem. Como a introdução dos *stubs* de sintonia não quebra a simetria da estrutura, lançando mão da perturbação com quadrado de canto este efeito pode ser obtido. A Figura 6.12 ilustra a resposta da simulação efetuada.

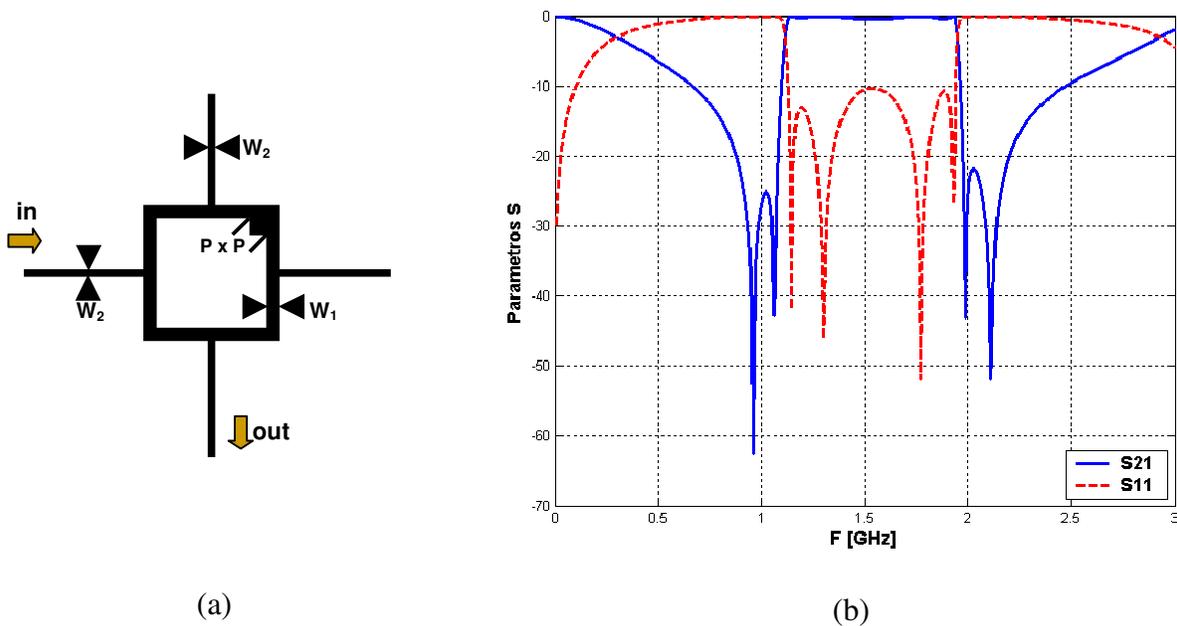


Figura 6.12 Melhorias na banda de rejeição obtidas com o uso da perturbação com o quadrado de canto em conjunto com os *stubs*. (a) Dimensões da estrutura: anel de comprimento médio = 80 mm, $W_1 = 2$ mm, $W_2 = 1$ mm, *stubs* = 18 mm, $P = 1,5$ mm. (b) Parâmetros S .

Alterando a perturbação para um recorte quadrado no canto do anel ressonador tem-se o mesmo efeito observado na seção anterior, Figura 6.3, de ausência de zeros de transmissão; a Figura 6.13 ilustra o resultado da simulação.

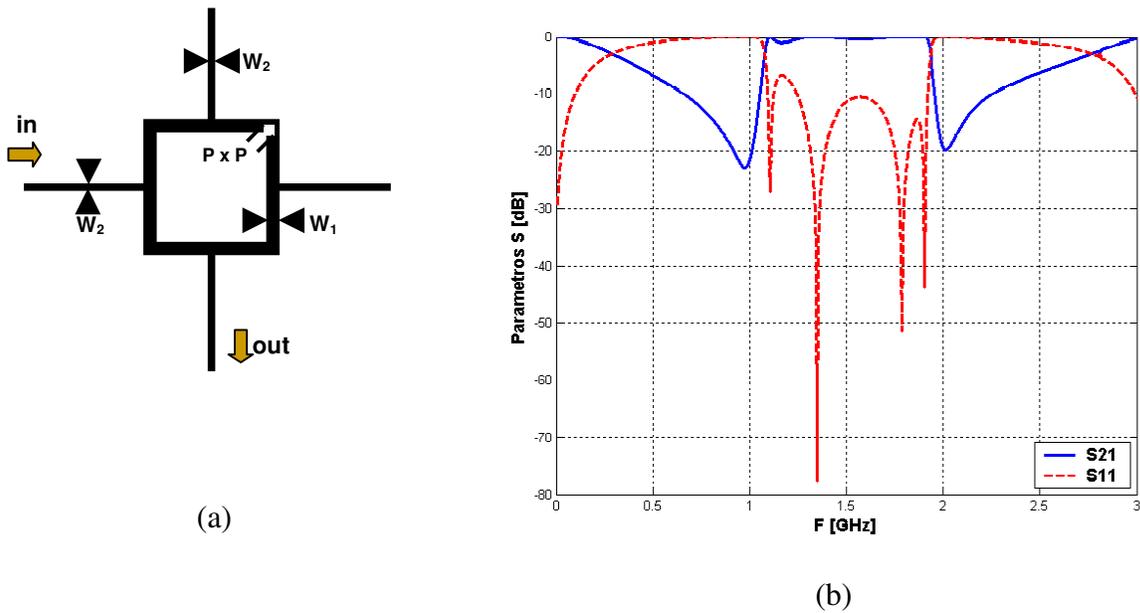


Figura 6.13 Ressonador com perturbação do tipo recorte de canto em conjunto com os *stubs*. (a) Dimensões da estrutura: anel de comprimento médio = 80 mm, $W_1 = 2$ mm, $W_2 = 1$ mm, *stubs* = 18 mm, $P = 1,5$ mm. (b) Parâmetros S .

A simulação da Figura 6.13 foi meramente ilustrativa, sendo extremamente desvantajoso optar pela ausência de zeros de transmissão de S_{21} quando trata-se de filtros.

É possível obter-se filtros de maior grau da mesma forma que foi obtido na seção anterior, para isso conecta-se dois ressoadores *dual-mode*, equivalentes ao mostrado na Figura 6.12, em serie; após ajustes no tamanho dos *stubs* e da perturbação, obteve-se o filtro cujas dimensões e resposta estão ilustrados na Figura 6.14.

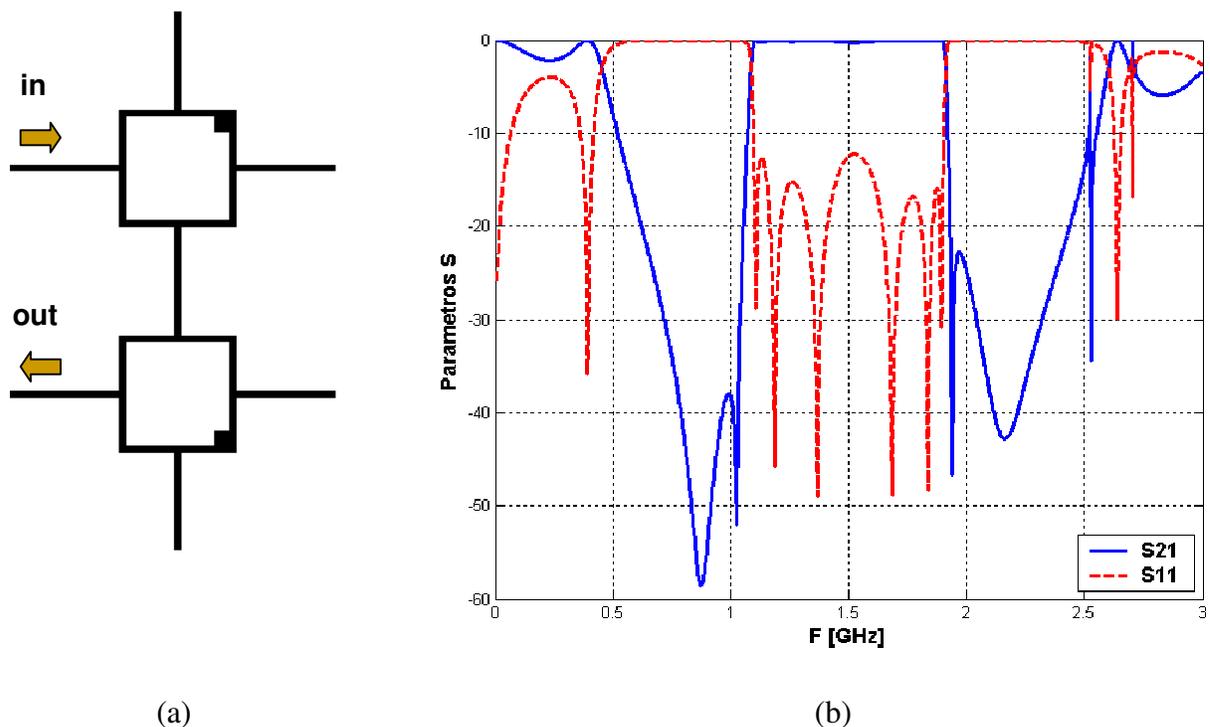


Figura 6.14 Filtro obtido concatenando dois ressoadores equivalentes aos mostrados na Figura 6.12. (a) Dimensões da estrutura: anel de comprimento médio = 80 mm, largura das linhas = 1 mm, *stubs* = 17,8 mm, P = 2,8 mm. (b) Parâmetros S .

A grande vantagem do filtro da Figura 6.14 é a sua alta seletividade, ou seja, o parâmetro S_{21} decai rapidamente quando se afasta da banda passante; a largura de faixa também é relativamente alta, se aproximando de 1GHz. A desvantagem está na banda de rejeição, que é relativamente estreita.

Nos filtros mostrados nesta seção, o fator que propicia a resposta passa-faixa é a utilização de *stubs*, que, como mostrado, faz com que a segunda ressonância se desloque em

direção à primeira. A perturbação, nesse caso, atuou como uma forma de ajustar a resposta do filtro, ou seja, no sentido de melhorar a banda de rejeição.

6.3 IMPLEMENTAÇÃO DE UM FILTRO A RESSOADORES *DUAL-MODE*.

Para a implementação do filtro, foi utilizada uma placa *microstrip* da marca Taconic e modelo CER-10 cujas características são: constante dielétrica relativa $\epsilon_r = 10,0$, espessura $h = 1,57$ mm e fator de dissipação (perda do dielétrico) igual a 0,0035.

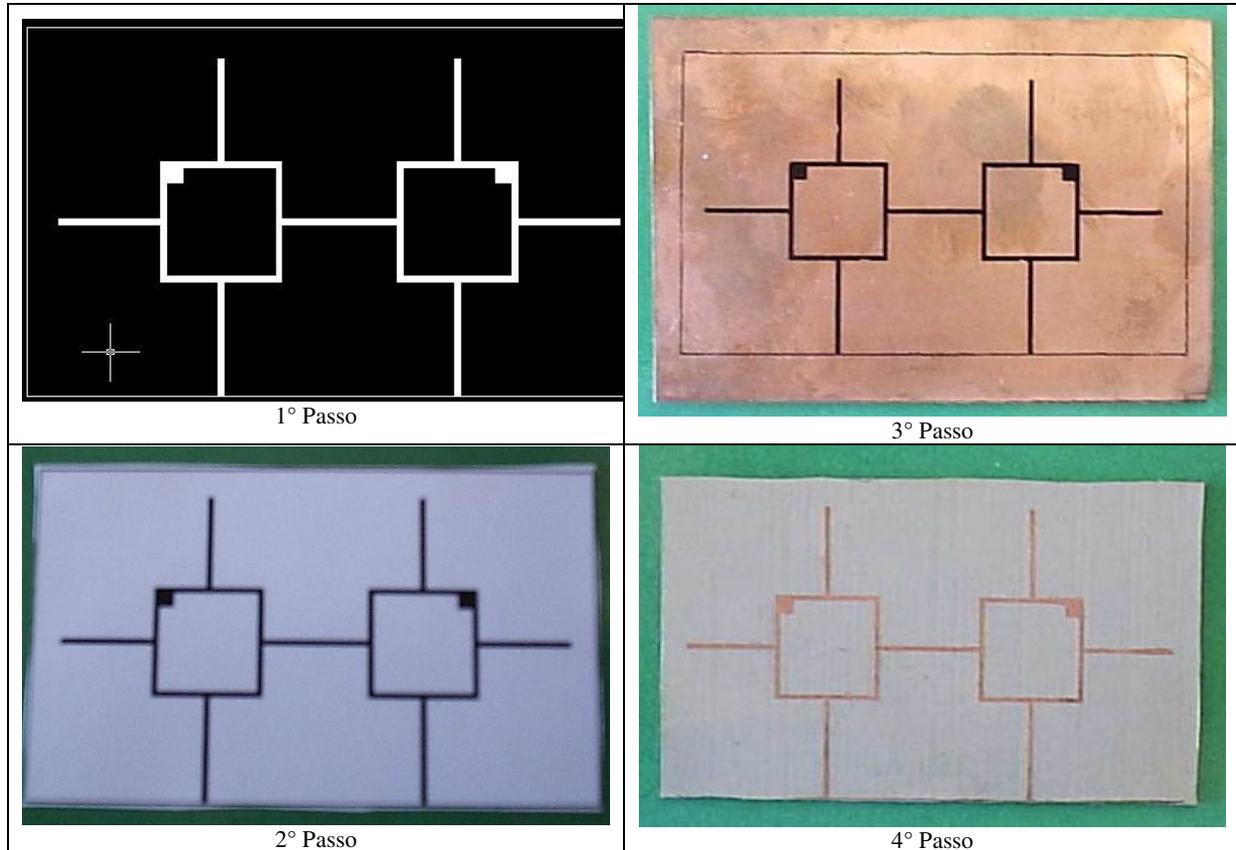
A tecnologia utilizada na fabricação é artesanal e pode ser sumarizada nos seguintes passos:

1. Desenhar a estrutura em AutoCad seguindo as dimensões predeterminadas no projeto e validadas através de simulação. Cria-se assim a máscara do filtro.
2. Imprimir a máscara em papel especial *glossy paper* que, posteriormente, através de processo térmico, será transferida para a placa. Esta impressão interfere diretamente na precisão do filtro, então a mesma deve ser feita em impressora *laser* em alta resolução.
3. Transferir a máscara do filtro para a placa através de processo térmico. Esta etapa da implementação é executada utilizando-se um ferro de passar roupa, que, depois de pré-aquecido, é pressionado por cerca de 5 a 6 minutos sobre o papel posicionado na superfície da placa. Assim, a máscara do filtro é transferida sobre a placa.
4. Cobrir o plano terra com esmalte ou verniz e submeter a placa a um processo de corrosão. Com a máscara do filtro impressa sobre a placa a tinta protege o cobre da corrosão, sendo que, ao fim do processo, o cobre é retirado da região desprotegida restando o desenho do circuito desejado sobre a placa. O plano terra é protegido no processo corrosivo ao ser coberto por esmalte ou verniz.

O filtro escolhido para ser implementado foi o ilustrado na Figura 6.14, o motivo principal desta escolha foi o fato deste filtro não possuir *gaps*; pois este é um fator crucial no projeto e exige alta precisão do processo de fabricação.

A Tabela 6.3 ilustra o circuito implementado em todas as fases de sua construção, de acordo com o procedimento acima descrito.

Tabela 6.3 Ilustração das etapas do processo de construção



Depois de construído, o circuito foi soldado aos conectores para caracterização. Nas medições do filtro, foi utilizado um analisador de redes modelo Agilent 8714ES (do laboratório LTSD do Departamento de Engenharia Elétrica), cuja faixa de operação em frequência vai de 0,1 MHz até 3 GHz. Este analisador de redes tem uma tela monocromática onde são mostradas as curvas características dos parâmetros de espalhamento S_{11} e S_{21} , que podem ser exportadas para disquete em figuras no formato *.GIF. A Figura 6.15 ilustra o arranjo que permitiu a realização das medições.

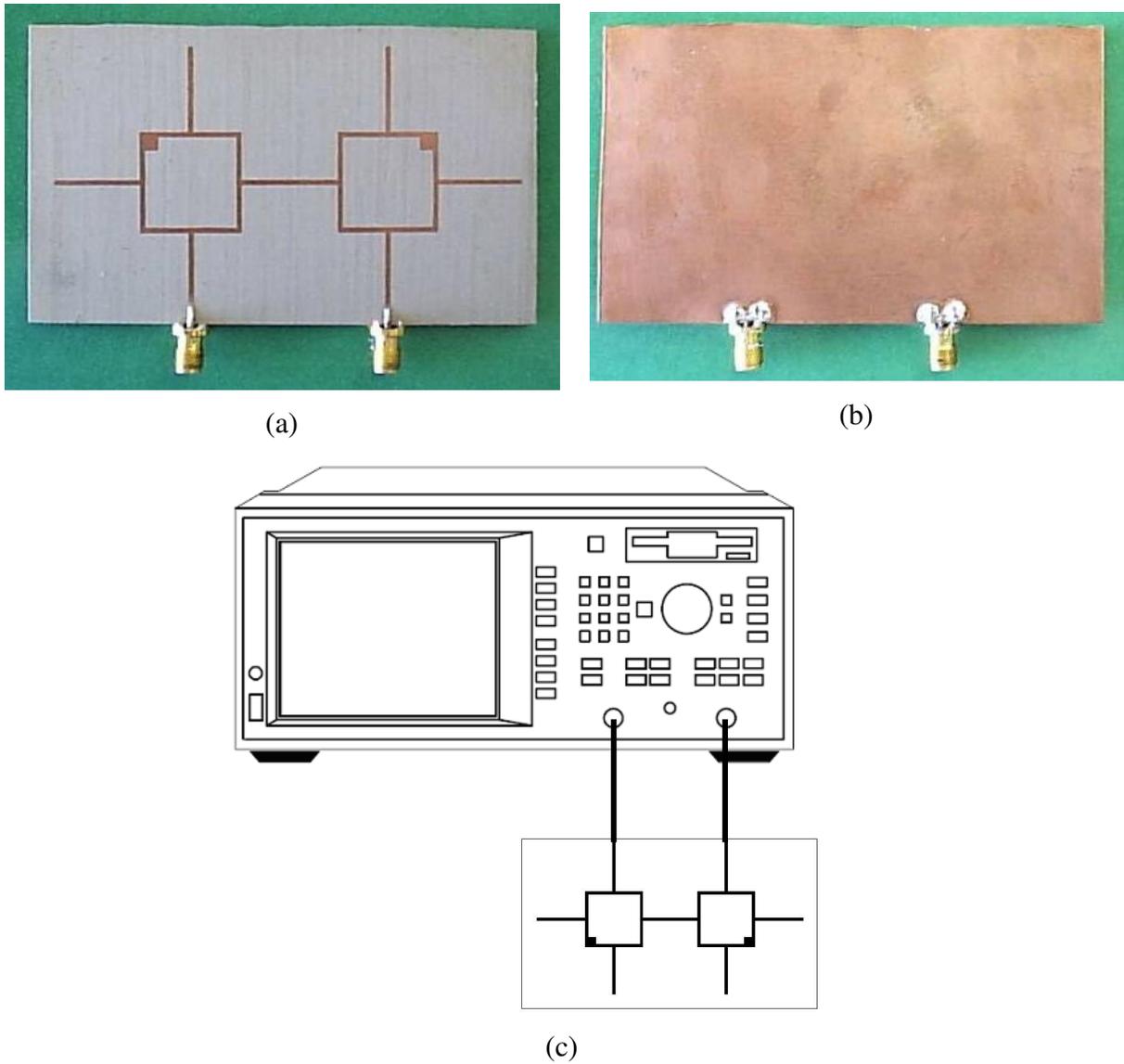
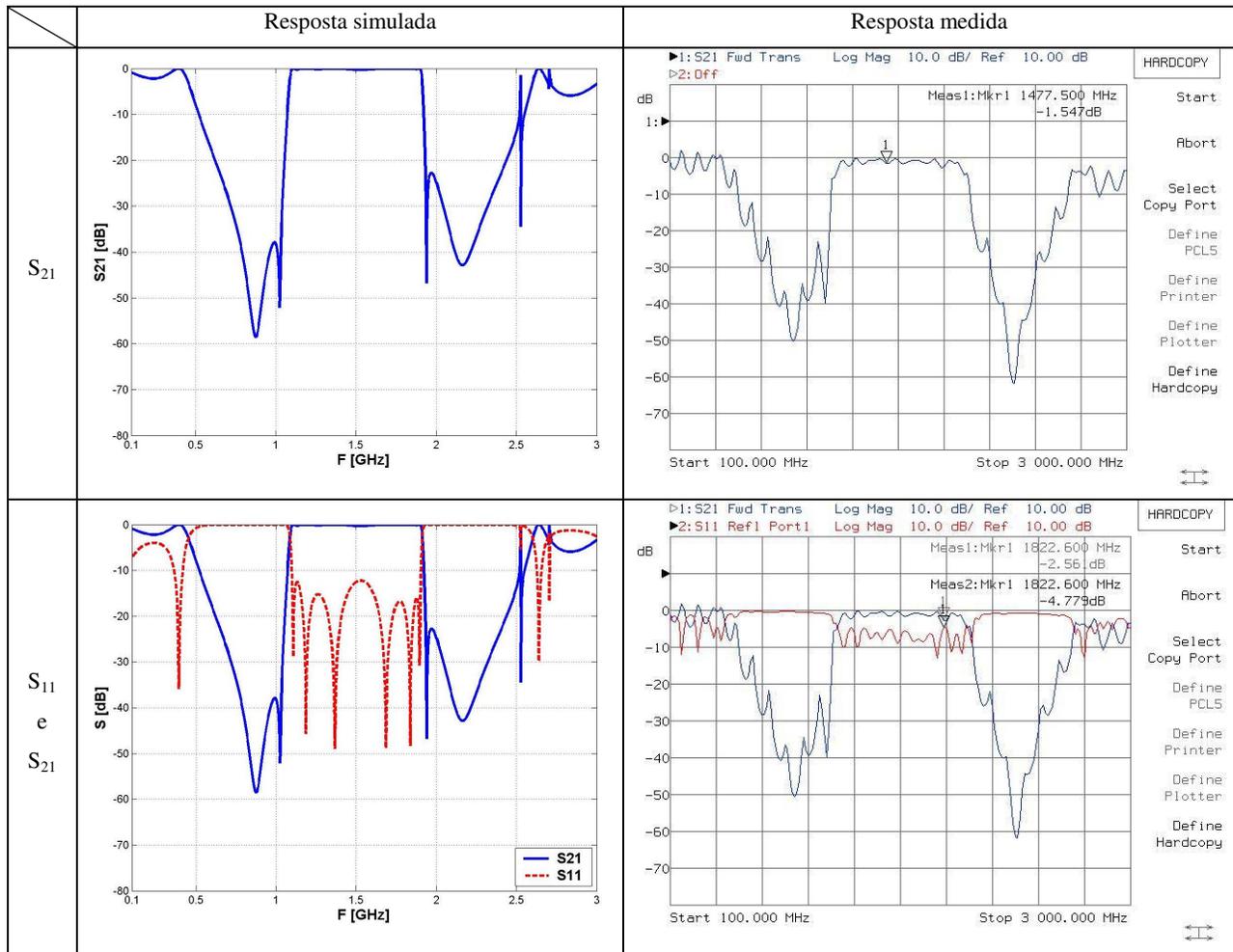


Figura 6.15 Arranjo para caracterização dos dispositivo. (a) e (b) Filtro soldado aos conectores; (c) Ligação do filtro ao analisador de rede.

Na Tabela 6.4 estão ilustradas as respostas medidas em comparação com as respostas simuladas. Não foi possível plotar a resposta medida e simulada no mesmo gráfico porque o analisador de rede não possui esta funcionalidade.

Tabela 6.4 Comparação entre as respostas medida e simulada



Ao comparar, na Tabela 6.4, as respostas simulada e medida, as seguintes observações são pertinentes:

1. Existe uma melhor concordância entre o valor medido e o simulado com relação às perdas de inserção (S_{21}). Na curva medida, o parâmetro S_{21} tem uma seletividade menor que o simulado, os zeros de transmissão aparecem bem pronunciados na curva medida chegando até a -60 dB no caso do zero de frequência mais alta. Dentro da banda passante o parâmetro S_{21} apresenta uma oscilação em torno de 1,5 dB, o que é aceitável. Pois existem as perdas normais do cobre e por radiação de energia que os dispositivos estão sujeitos, sobretudo aqueles fabricados em tecnologia *microstrip* como neste caso.

2. As perdas de retorno (S_{11}) se apresentam degradadas cerca de 7 dB em relação ao que foi simulado. Estas altas perdas de retorno são reflexo de um possível descasamento de impedância provocado pelos conectores, que foram soldados ao dispositivo com solda tradicional de estanho. Assim, na faixa de microondas, a qualidade da solda e do próprio conector não propiciam um bom casamento de impedância.

7. CONCLUSÕES

Neste trabalho, foi estudado o modelamento dos ressoadores em anel iniciando pelo modelo baseado em linhas de transmissão e, a seguir abordando-se o modelo em parâmetros concentrados. Esses modelos são úteis na determinação, de forma analítica, da frequência de ressonância do ressoador.

A formação de ondas estacionárias de tensão e corrente ao longo do anel ressoador foi equacionada e o fenômeno da ressonância foi visualizado, sendo estabelecidas as condições em que a ressonância ocorre.

As topologias de alimentação foram analisadas e os resultados comparados usando-se a distribuição de campo elétrico para explicar como os pontos de ressonância variam de acordo com o posicionamento das linhas de alimentação. Por meio do modelo em parâmetros concentrados, foi analisado como a ressonância pode ser influenciada pelo tamanho do *gap* de acoplamento. Um estudo com o objetivo de aumentar o acoplamento foi realizado. Depois, uma análise baseada no campo magnético permitiu determinar a ressonância dupla que ocorre nos casos de uma linha acoplada lateralmente a um ressoador.

Tendo modelado o ressoador e analisado as topologias de alimentação, foram estudados os ressoadores *dual-mode*, que foram empregados no projeto de filtros. Através de uma implementação prática foi consolidado o trabalho.

De maneira geral, as contribuições deste trabalho podem ser sumarizadas da seguinte forma:

1. Desenvolveu-se uma ferramenta computacional na linguagem FORTRAN utilizando-se o método das Diferenças Finitas no Domínio do Tempo (FDTD). Esta ferramenta é capaz de analisar estruturas em *microstrip* calculando os parâmetros de espalhamento e as distribuições de campos elétrico e magnético tanto no domínio do tempo como na frequência.
2. Foi modelada a influência da topologia de alimentação na resposta dos ressoadores em anel. Dessa forma, é possível escolher o melhor tipo de alimentação de acordo com a aplicação. Por exemplo, quando trata-se de filtros, as técnicas de aumento do acoplamento podem ser úteis para minimizar-se as perdas de inserção da banda passante. Quando se trata de aplicações como

osciladores, em que é exigida alta pureza espectral, os efeitos dos *gap*'s de acoplamento sobre a frequência de ressonância devem ser levados em consideração.

3. Foram propostas topologias de filtros utilizando ressoadores *dual-mode*. Estas estruturas são vantajosas no sentido de serem compactas, pois consegue-se fazer filtros de determinado grau com metade dos ressoadores. Tal fato, além de tornar as estruturas compactas, também diminui as perdas pelo fato de o número de componentes ser menor. Por fim, construindo e medindo uma estrutura foi validado o projeto da estrutura e o *software* desenvolvido.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] J. S. Hong, M. J. Lancaster, “*Microstrip* Filters for RF/Microwave applications”, John Wiley & Sons, Inc. 2001-USA.
- [2] R. M. Barret, “Etched Sheets Serve as Microwave Components”, *Electronics*, vol. 25, pp 114-118, June 1952.
- [3] D. D. Grieg and H. F. Englemann, “*Microstrip*-A Transmission for the Kilomegacycle Range”, *proc. IRE*, vol. 40 pp 1644 – 1650 – Dec 1959.
- [4] M. Y. Schneider, “*Microstrip* Lines for Microwave Integrated Circuits” *Bell Syst. Tech. J.*, vol 48, pp 1421-1444, May-June 1969.
- [5] E. S. Denliger, “A Frequency Dependent Solution for *Microstrip* Transmission Lines” *IEEE Tran. Microwave Theory tech.*, vol MTT-109 pp 30-39, jan. 1971.
- [6] D. M. Sheen, M. D. Abouzahra, J. A. Kong “Application of the Three-Dimensional Finite-Difference Time-Domain Method to the Analysis of Planar Circuits”, *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques.*, Vol. 38, July 1990, pp. 849-857.
- [7] Wolff and Knoppik, “*Microstrip* ring resonator and dispersion measurements on *microstrip* lines.” *Electron. Lett.*, Vol. 7, N° 26, pp. 779-781, 30 de Dezembro, 1971.
- [8] K. Chang and H.C. Hsieh, “*Microwave Ring Circuits and Related Structures*”, Second Edition, Wiley, New York, NY, 2004.
- [9] K. Chang, T. S. Martin, F. Wang, and J. L. Klein, “On the study of *microstrip* ring and varactor-tuned ring circuits”, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. MTT-35, pp. 1288-1295, December 1987.
- [10] L. H. Hsieh and K. Chang, “Equivalent lumped elements G, L, C, and unloaded Q’s of closed- and open-loop ring resonators”, *IEEE Trans Microwave Theory Tech.*, Vol. 50, pp. 453-460, February 2002.

- [11] L. H. Hsieh and K. Chang, "Simple analysis of the frequency modes for *microstrip* ring resonators of any general shape and the correction of an error in literature," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, Vol. 38, pp. 209-213, August 2003.
- [12] S.-L. Lu and A.M. Ferendeci, "Coupling modes of a ring resonator side coupled to a *microstrip* line" *Electron. Lett.*, vol. 30, No. 16, pp. 1314–1315, August 4, 1994.
- [13] Adnan Görür "Description of Coupling Between Degenerate Modes of a *Dual-mode Microstrip* Loop Resonator Using a Novel Perturbation Arrangement and Its *Dual-mode* Bandpass Filter Applications", *IEEE Microwave Theory and Techniques*, Vol 52, N° 2 ,2004, pp. 671-677.
- [14] H. A. Wheeler, "Transmission line properties of a strip on a dielectric sheet on a plane," *IEEE Trans.*, MTT-25, Aug. 1977, 631–647.
- [15] Wolff, "*Microstrip* bandpass filter using degenerate modes of a *microstrip* ring resonator," *Electron. Lett.*, vol. 8, no. 12, pp. 302–303, June 1972.
- [16] M. G. Banciu, "Radio Frequency and Microwave Design Methods for Mobile Communications", PhD Thesis, University of New South Wales, Sydney, Australia, 2003.
- [17] W. L. Stutzman, G. A. Thiele, "Antenna Theory and Design", 2nd ed., John Wiley & Sons, INC. , 1998.
- [18] K. S. Yee, "Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media." *IEEE Trans. Ant. & Prop.*, Vol. 14, April 1966, pp. 302-307.

- [19] K. S. Kunz e R. L. Luebbers. “The Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics.” CRC Press, 1993.
- [20] Oppenheim, A.V. and Schafer, R.W., “Discrete Time Signal Processing”, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1989.

A - O MÉTODO FDTD

A.1 INTRODUÇÃO

O método FDTD (Diferenças Finitas no Domínio do Tempo) aproxima diretamente as equações de Maxwell na forma rotacional em pontos do espaço [17]. As principais características deste método são robustez e o fato de não necessitar de operação com matrizes. Além disso, respostas com grande largura de banda são possíveis através de excitações simples. O método permite também a análise de estruturas arbitrárias tridimensionais.

O método FDTD se distingue dos outros métodos numéricos *full wave* pela sua acurácia e versatilidade na análise de componentes e circuitos em alta frequência (microondas, ondas milimétricas etc).

O FDTD é baseado num conceito simples e pode ser aplicado a uma larga variedade de problemas com interações eletromagnéticas. Devido a sua robustez e a capacidade de simular diretamente a dinâmica de uma onda se propagando, o FDTD se tornou uma alternativa viável a outros métodos no domínio da frequência como o Método dos Momentos (MoM) e o Método dos Elementos Finitos (FEM).

As principais aplicações do FDTD são as análises de respostas de campos espalhados, diagramas de antenas, seção transversal de radares (RCS – *Radar Cross Section*), resposta de campos em superfícies, entre outras. No presente trabalho, o FDTD foi utilizado no cálculo dos campos eletromagnéticos e dos parâmetros dependentes da frequência (parâmetros de espalhamento), em estruturas planares em *microstrip*.

A.2 A ESTRUTURA DO MÉTODO FDTD

A base do algoritmo FDTD são as duas equações de Maxwell envolvendo rotacional na forma derivada no domínio do tempo [17]. Estas duas equações são expressas na forma linearizada aproximando a derivada por diferenciação finita.

A idéia do método consiste em dividir o espaço em células, e cada interação considera apenas a célula vizinha com os campos avançando no tempo em intervalos discretos.

Primeiramente, considere as duas equações de Maxwell envolvendo rotacional reescritas em sua forma generalizada

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{E} - \frac{\rho'}{\mu} \mathbf{H} \quad (\text{A.1})$$

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \nabla \times \mathbf{H} - \frac{\sigma}{\varepsilon} \mathbf{E} \quad (\text{A.2})$$

em que ε é a permissividade elétrica, μ é a permeabilidade magnética, σ é a condutividade e ρ' é uma resistividade magnética equivalente.

Para o caso unidimensional, considerando a direção x como a direção de propagação, e que \mathbf{E} está na direção z e \mathbf{H} , na direção y , as equações (A.1) e (A.2) se tornam:

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \sigma E_z \right) \quad (\text{A.3})$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \rho' H_y \right) \quad (\text{A.4})$$

A partir deste ponto será desenvolvido o algoritmo de Yee, que é baseado na aproximação por diferenças finitas das derivadas espaciais e das derivadas temporais nas equações (A.3) e (A.4). Para o caso sem perdas, essas equações podem ser reescritas como:

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial H_y}{\partial x} \quad (\text{A.5})$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (\text{A.6})$$

A estratégia do FDTD é dividir o espaço em um conjunto finito de células em forma de cubo, como na Figura A.1. Tal célula, chamada de célula de Yee [18], está ilustrada na Figura A.2

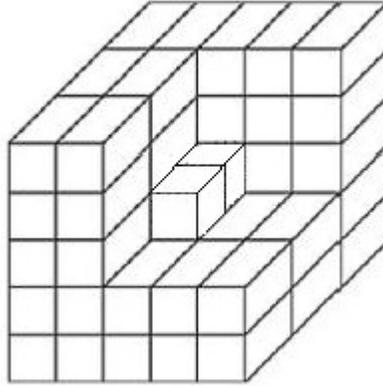


Figura A.1 Divisão do espaço em células

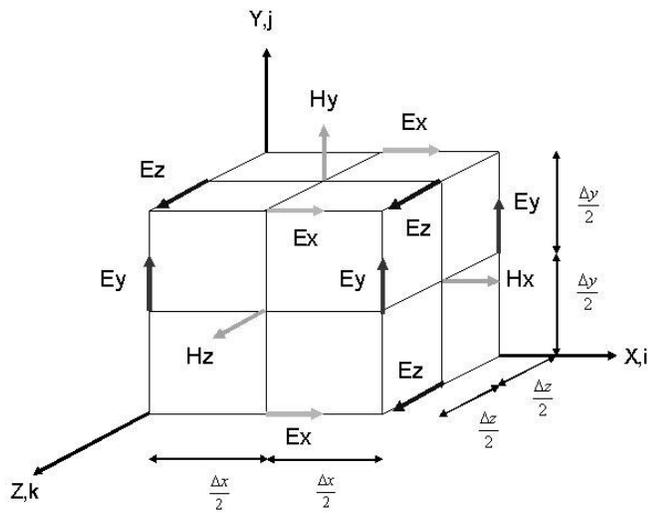


Figura A.2 Célula de Yee

Considerando um ponto genérico (i, j, k) , em uma dimensão, pode-se aproximar as derivadas no espaço e no tempo em (A.5) e (A.6) por

$$\frac{E_Z(t_n + \Delta t) - E_Z(t_n)}{\Delta t} \Big|_{x_i + \Delta x/2} = \frac{1}{\epsilon} \frac{H_Y(x_i + \Delta x) \Big|_{t_n + \Delta t/2} - H_Y(x_i) \Big|_{t_n - \Delta t/2}}{\Delta x} \quad (\text{A.7})$$

$$\left. \frac{H_Y\left(t_n + \frac{\Delta t}{2}\right) - H_Y\left(t_n - \frac{\Delta t}{2}\right)}{\Delta t} \right|_{x_i} = \frac{1}{\mu} \left. \frac{E_Z\left(x_i + \frac{\Delta x}{2}\right) - E_Z\left(x_i - \frac{\Delta x}{2}\right)}{\Delta x} \right|_{t_n} \quad (\text{A.8})$$

As equações (A.7) e (A.8) foram obtidas da aplicação das diferenças centrais relacionando as derivadas dos campos dos vizinhos mais próximos na célula de Yee, Figura A.2.

Denotando o tempo por um índice n e o espaço ao longo do eixo x (direção de propagação) por um índice i , pode-se reescrever as equações (A.7) e (A.8) em uma forma mais compacta como:

$$E_{Z_i}^{n+1} = E_{Z_i}^n + \frac{\Delta t}{\epsilon \Delta x} \left[H_{Y_{i+1/2}}^{n+1/2} - H_{Y_{i-1/2}}^{n+1/2} \right] \quad (\text{A.9})$$

$$H_{Y_{i+1/2}}^{n+1/2} = H_{Y_{i+1/2}}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu \Delta x} \left[E_{Z_{i+1}}^n - E_{Z_i}^n \right] \quad (\text{A.10})$$

A resolução de (A.9) e (A.10) ao longo de todas as células constitui o algoritmo de Yee [18]. Um dos motivos da robustez deste algoritmo é que ele resolve as equações de Maxwell na forma rotacional no espaço e no tempo, para ambos os campos (E e H) ao invés de resolver um dos campos primeiro através da equação da onda.

Ao se implementar computacionalmente o algoritmo de Yee, o primeiro passo é determinar o tamanho da célula (Δx) e, a partir disso, determinar o incremento de tempo (Δt).

O tamanho da célula é determinado como sendo uma fração do comprimento de onda correspondente à maior frequência do espectro de excitação. Este tamanho também depende obviamente da acurácia necessária, tipicamente frações menores que um décimo apresentam uma boa precisão. Determinado o tamanho da célula, o incremento temporal é dado por:

$$\Delta t \leq \frac{\Delta x}{c} \quad (\text{A.11})$$

Via de regra, a igualdade é usada em (A.11) obtendo-se assim o *magic time step* $c\Delta t = \Delta x$ [17].

Em três dimensões, seguindo o mesmo procedimento usado para se obter (A.9) e (A.10), as equações para os campos elétrico e magnético tornam-se:

$$H_x^{n+1/2} = H_x^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu\Delta z} (E_y^n_{i,j,k} - E_y^n_{i,j,k-1}) - \frac{\Delta t}{\mu\Delta y} (E_z^n_{i,j,k} - E_z^n_{i,j-1,k}) \quad (\text{A.12})$$

$$H_y^{n+1/2} = H_y^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu\Delta x} (E_z^n_{i,j,k} - E_z^n_{i-1,j,k}) - \frac{\Delta t}{\mu\Delta z} (E_x^n_{i,j,k} - E_x^n_{i,j,k-1}) \quad (\text{A.13})$$

$$H_z^{n+1/2} = H_z^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu\Delta y} (E_x^n_{i,j,k} - E_x^n_{i,j-1,k}) - \frac{\Delta t}{\mu\Delta x} (E_y^n_{i,j,k} - E_y^n_{i-1,j,k}) \quad (\text{A.14})$$

$$E_x^{n+1} = E_x^n_{i,j,k} + \frac{\Delta t}{\epsilon\Delta y} (H_z^{n+1/2}_{i,j+1,k} - H_z^{n+1/2}_{i,j,k}) - \frac{\Delta t}{\epsilon\Delta z} (H_y^{n+1/2}_{i,j,k+1} - H_y^{n+1/2}_{i,j,k}) \quad (\text{A.15})$$

$$E_y^{n+1} = E_y^n_{i,j,k} + \frac{\Delta t}{\epsilon\Delta z} (H_x^{n+1/2}_{i,j,k+1} - H_x^{n+1/2}_{i,j,k}) - \frac{\Delta t}{\epsilon\Delta x} (H_z^{n+1/2}_{i+1,j,k} - H_z^{n+1/2}_{i,j,k}) \quad (\text{A.16})$$

$$E_z^{n+1} = E_z^n_{i,j,k} + \frac{\Delta t}{\epsilon\Delta x} (H_y^{n+1/2}_{i+1,j,k} - H_y^{n+1/2}_{i,j,k}) - \frac{\Delta t}{\epsilon\Delta y} (H_x^{n+1/2}_{i,j+1,k} - H_x^{n+1/2}_{i,j,k}) \quad (\text{A.17})$$

As fontes de excitação da estrutura que estiver sendo simulada podem ser classificadas como Hard Source e Soft Source. As fontes Hard forçam o campo a um determinado valor em cada interação, independentemente do campo nas células vizinhas. As fontes Soft permitem que os campos na região da fonte sejam atualizados a partir dos campos nas células vizinhas. Denotando a fonte por $f(t)$ e a coordenada em que a mesma se localiza por i_s , tem-se que as fontes Hard e Soft são equacionadas, respectivamente, como:

$$E_Z|_{i_s}^n = f(t) \quad (\text{A.18})$$

$$E_Z|_{i_s}^n = E_Z|_{i_s}^{n-1} + \frac{\Delta t}{\epsilon \Delta x} (H_Y|_{i_s+1/2}^{n-1/2} - H_Y|_{i_s-1/2}^{n-1/2}) + f(t) \quad (\text{A.19})$$

A escolha da fonte utilizada em simulações de FDTD varia conforme a aplicação e a faixa de frequências de operação que se deseja analisar. Dentre as fontes mais comuns, pode-se citar: senoidal, impulso, gaussiana e gaussiana modulada.

A fonte utilizada neste trabalho é a do tipo gaussiana descrita por

$$E_Z = f(t) = e^{-\frac{(t-3t_0)^2}{t_0^2}} \quad (\text{A.20})$$

onde: $t_0 = 1/(\pi(F_h - F_c))$. Em que, F_h é a frequência superior do espectro da gaussiana e F_c a frequência central. A forma de onda de uma gaussiana e seu respectivo espectro estão ilustrados na Figura A.3, para $F_c = 1,5$ GHz e $F_h = 3$ GHz. O pulso gaussiano é vantajoso como forma de onda de excitação, pois seu espectro de frequências também é um pulso gaussiano. Este poderá possuir componentes em frequência desde o dc (frequência zero) até determinada frequência de corte, que pode ser ajustada alterando-se a largura do pulso.

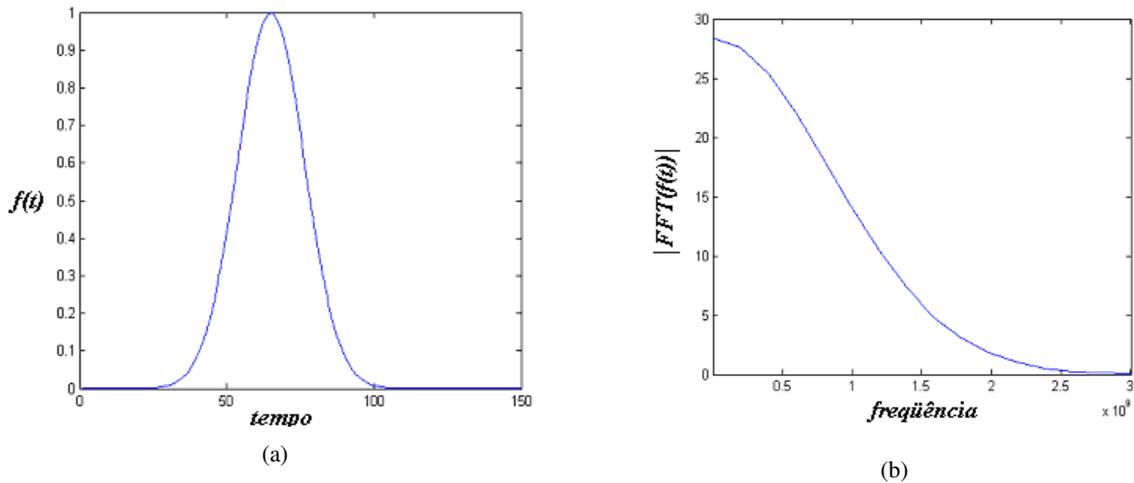


Figura A.3 (a) Forma de onda no tempo do pulso gaussiano. (b) Espectro do pulso gaussiano.

Como a análise se restringe a uma região finita no espaço, faz-se necessário estabelecer condições de absorção nas bordas do *grid* (ABC – *Absorbing Boundary Condition*). No caso unidimensional, estas condições são relativamente simples porque as ondas planas incidem numa direção normal à borda do *grid*. Quando $c\Delta t = \Delta x$, a condição de absorção é:

$$E_i^{n+1} = E_{i-1}^n.$$

A implementação computacional segue o fluxograma da Figura A.4. O algoritmo foi baseado em um extraído da literatura porém ajustado para aplicação em estruturas planares [19].

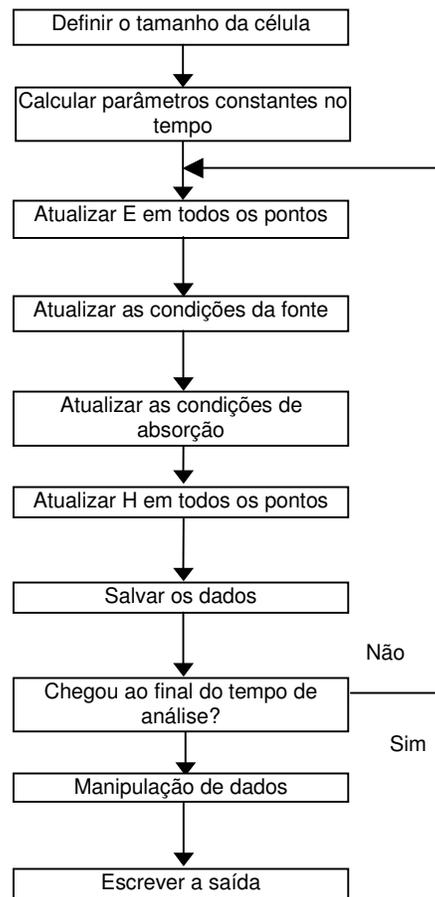


Figura A.4 Fluxograma do método FDTD

A.3 APLICAÇÃO DO MÉTODO FDTD EM ESTRUTURAS EM MICROSTRIP

Para simulações de estruturas em *microstrip*, o cálculo é feito dentro de um volume, ou região computacional, como ilustrado na Figura A.5.

Na Figura A.5, o plano $Z = 0$ corresponde ao plano terra da estrutura, e computacionalmente todos os campos elétricos tangenciais (E_x e E_y) são iguados a zero para simular o efeito do metal. A parte em cinza na Figura A.5 corresponde ao substrato dielétrico da estrutura, e a camada mais clara corresponde ao vácuo circundando a estrutura. Na simulação computacional, o efeito do ar e do dielétrico sobre os campos eletromagnéticos é obtido alterando-se o valor da permissividade elétrica relativa ϵ_r nas equações (A.15) à (A.17).

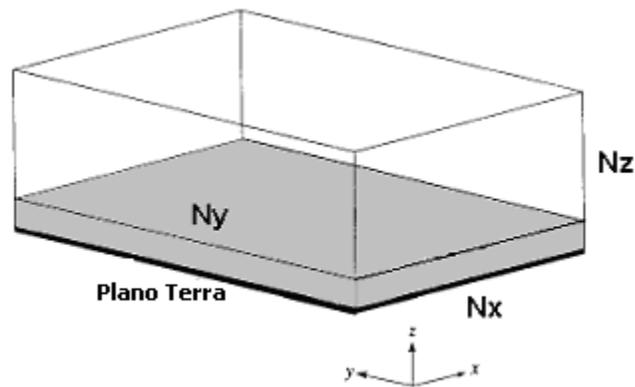


Figura A.5 Região computacional para simulação de estruturas em *microstrip*.

Para excitar as estruturas *microstrip*, utilizou-se uma fonte do tipo soft (A.19) da forma de um pulso gaussiano incidindo numa direção normal à estrutura, impondo-se um campo elétrico E_z nas células imediatamente abaixo da linha de entrada da estrutura.

Faz-se necessário estabelecer condições de absorção nos limites, ou “paredes”, da região computacional. No caso de estruturas em *microstrip* alimentadas com um pulso

incidindo numa direção normal à estrutura, as condições de absorção de Mur de primeira ordem são suficientes [6]. Esta condição é dada por.

$$E_0^{n+1} = E_1^n + \frac{v\Delta t - \Delta y}{v\Delta t + \Delta y}(E_1^{n+1} - E_0^n) \quad (\text{A.21})$$

onde E_0 representa a componente tangencial do campo elétrico na parede da malha e E_1 representa a componente tangencial a um nó da parede da malha.

Como exemplo de aplicação do método será calculado e plotado o campo elétrico na interface entre o dielétrico e o vácuo, na direção z , propagando-se no tempo ao longo em uma estrutura em *microstrip*. Trata-se de uma Antena Patch em *microstrip* e alimentada por um trecho de linha. Mais detalhes da localização da antena na região computacional estão mostrados na Figura A.6.

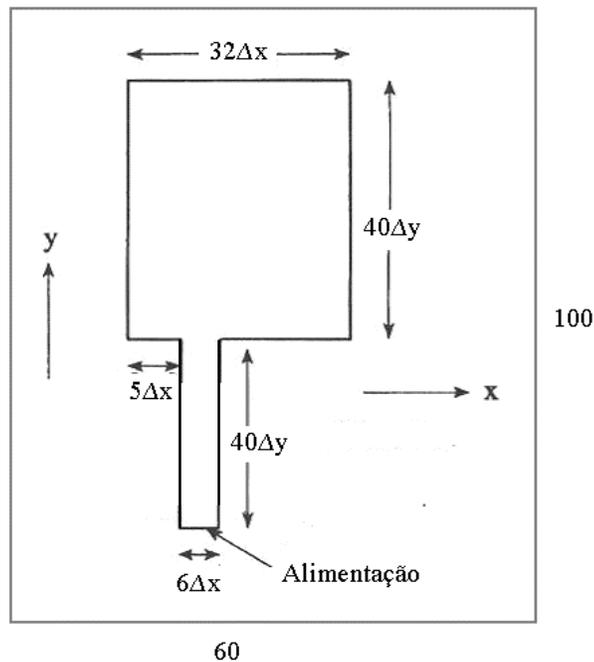


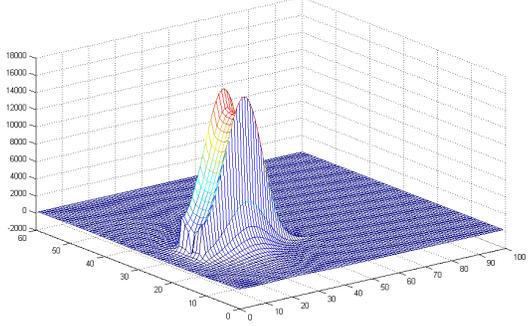
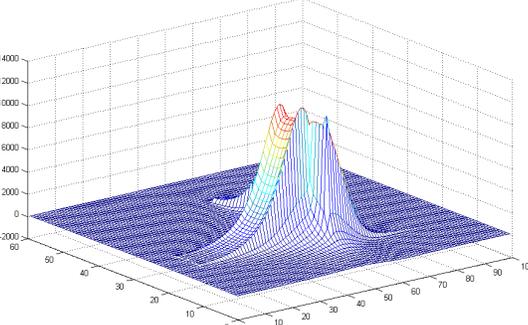
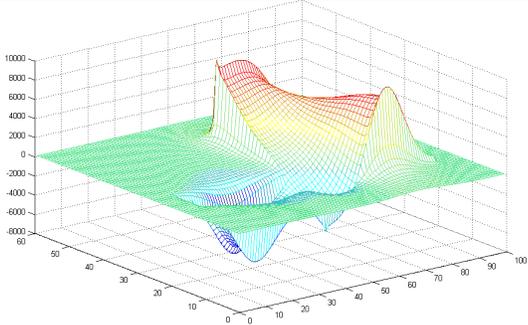
Figura A.6 Disposição da antena patch no plano xy analisada como exemplo.

A região computacional possui $N_x = 60$ células, $N_y = 100$ células e $N_z = 6$ células, onde: $\Delta x = 0,289$ mm, $\Delta y = 0,400$ mm e $\Delta z = 0,265$ mm. O *time step* usado foi de $\Delta t = 0,441$

ps e a Gaussiana foi definida de acordo com (A.20) com $F_h = 2$ GHz e $F_c = 1$ GHz. A alimentação é feita pelo campo elétrico na direção z na região indicada na Figura A.6. A Tabela A.1 ilustra os resultados obtidos para quatro valores de n (número de interações).

Na Tabela A.1 é observado o pulso Gaussiano se propagando através da estrutura. Para 200 interações o pulso inicia a propagação na estrutura e, para 400 interações, observa-se uma reflexão de parte do pulso na antena e retornando a fonte de alimentação.

Tabela A.1 – Campo elétrico na direção z , calculado na interface entre o dielétrico e o vácuo, propagando-se ao longo da estrutura da Figura A.6

<p>Campo Ez para $n = 200$</p>	
<p>Campo Ez para $n = 300$</p>	
<p>Campo Ez para $n = 400$</p>	

Na caracterização de dispositivos, é importante saber as formas de onda de tensão e corrente nas portas de entrada e de saída das estruturas. A partir destes valores, é possível obter parâmetros tais como impedância de entrada e parâmetros de espalhamento.

Seguindo o sistema de coordenadas ilustrado na Figura A.5, a tensão nas portas do dispositivo implementado sobre o dielétrico é obtida a partir do campo elétrico na direção z , como.

$$V_s(n\Delta t) = E_z^n(i_s, j_s, k_s) \times \Delta z \quad (\text{A.22})$$

Em que, no n -ésimo intervalo de tempo, a tensão no ponto i_s, j_s, k_s é dada pelo valor do campo elétrico na direção z multiplicado pelo tamanho da célula na direção z . Dessa maneira, é possível calcular o valor da tensão na entrada e na saída dos dispositivos. A corrente é obtida pela lei circuital de Ampère em um percurso envolvendo o ponto de alimentação. Para corrente na direção z , tem-se

$$\begin{aligned} I_s^{n-1/2} = & (H_x^{n-1/2}(i_s, j_s - 1, k_s) - H_x^{n-1/2}(i_s, j_s, k_s))\Delta x \\ & + (H_y^{n-1/2}(i_s, j_s, k_s) - H_y^{n-1/2}(i_s - 1, j_s, k_s))\Delta y \end{aligned} \quad (\text{A.23})$$

Considere que $x(t)$ seja uma forma de onda de tensão ou corrente em algum ponto da estrutura, calculada a partir de (A.22) e (A.23). Para analisar o espectro do sinal $x(t)$, utiliza-se a transformada de Fourier discreta (DFT) do sinal amostrado $x(nT)$ [20].

O processo de amostragem resulta em transformadas de Fourier periódicas; para sinais de duração finita a DFT é obtida tomando-se N amostras igualmente espaçadas da transformada de Fourier periódica. Assim, a DFT produz N amostras igualmente espaçadas da transformada de Fourier do sinal original. A expressão para a DFT em uma dimensão é:

$$F(u) = \frac{1}{N} \sum_{x=0}^{N-1} f(x) \exp\left[-\frac{i 2\pi u x}{N}\right] \quad (\text{A.24})$$

A FFT (*Fast Fourier Transform*) é calculada a partir da DFT, com a vantagem de que o número de operações matemáticas é reduzido, assim, tem-se um ganho computacional.

O espectro do sinal original $x(t)$ é amostrado em frequências discretas:

$$f_k = \frac{k}{NT} \quad k = 0, 1, 2, \dots, N-1 \quad (\text{A.25})$$

Os parâmetros de espalhamento são calculados pela transformada discreta de Fourier, acima descrita, das formas de onda de tensão no domínio do tempo. O parâmetro S_{21} pode ser calculado de

$$S_{21}(\omega) = \frac{DFT\{V_{out}(t)\}}{DFT\{V_{in}(t)\}} \quad (\text{A.26})$$