

UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARÁ
INSTITUTO DE TECNOLOGIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

TESE DE DOUTORADO

ANÁLISE TEÓRICA DE NOVOS CIRCULADORES DE 3-PORTAS
EM CRISTAIS FOTÔNICOS BIDIMENSIONAIS

FRANCISCO JOSÉ MOTA DE SOUZA

TD – 14/2012

UFPA/ITEC/PPGEE
CAMPUS UNIVERSITÁRIO DO GUAMÁ
BELÉM – PARÁ – BRASIL

2012



UFPA

**ANÁLISE TEÓRICA DE NOVOS
CIRCULADORES DE 3-PORTAS EM CRISTAIS
FOTÔNICOS BIDIMENSIONAIS**

Francisco José Mota de Souza

2º Semestre - 2012

UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARÁ
INSTITUTO DE TECNOLOGIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

Belém - Pará

ANÁLISE TEÓRICA DE NOVOS CIRCULADORES DE 3-PORTAS EM
CRISTAIS FOTÔNICOS BIDIMENSIONAIS

COMO REQUISITO À OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTOR EM
ENGENHARIA ELÉTRICA

Data da aprovação: 07 / 12 / 2012

BANCA EXAMINADORA:

Dr. Victor Dmitriev

Orientador

Dr. Adaildo Gomes D'Assunção

Membro da Banca Examinadora

Dr. Antônio Sergio Bezerra Sombra

Membro da Banca Examinadora

Dr. Karlo Queiroz da Costa

Membro da Banca Examinadora

Dr. Danilo Teixeira Alves

Membro da Banca Examinadora

Dr. Marcus Vinícius Alves Nunes

Coordenador do Programa de Pós-graduação

UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARÁ
INSTITUTO DE TECNOLOGIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

TESE DE DOUTORADO

FRANCISCO JOSÉ MOTA DE SOUZA

ANÁLISE TEÓRICA DE NOVOS CIRCULADORES DE 3-PORTAS EM
CRISTAIS FOTÔNICOS BIDIMENSIONAIS

TESE DE DOUTORADO SUBMETIDA À
AVALIAÇÃO DA BANCA EXAMINADORA E
APROVADA PELO COLEGIADO DO PROGRAMA
DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA
ELÉTRICA DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO
PARÁ, JULGADA ADEQUADA PARA
OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTOR EM
ENGENHARIA ELÉTRICA NA ÁREA DE
TELECOMUNICAÇÕES.

ORIENTADOR: VICTOR DMITRIEV

Belém – Pará

2012

Dedico este trabalho à minha mãe,
à minha esposa e aos meus filhos.

“Há que tornar a ungir os cavalos guerreiros e
levar a luta até o fim; porque quem nunca
descansa, quem com o coração e o sangue
pensa em conseguir o impossível, esse
triunfa”.

(I Ching)

AGRADECIMENTOS

Em primeiro lugar agradeço a Deus, por ter me iluminado nessa caminhada, por ter me dado força, coragem e determinação para que não desistisse nos momentos de fraqueza.

Ao meu orientador Professor Victor Dmitriev, principal responsável pela concepção e desenvolvimento deste trabalho;

À minha mãe, pelo apoio incondicional em todos os momentos de minha vida;

O agradecimento especial é dedicado aqueles que sempre posso contar, os amigos: Gianni Portela e Marcelo Kawakatsu (cuja contribuição foi essencial para desenvolver o circulador tipo W). Os companheiros de laboratório: Leonardo Gomes, Bruno Wallacy, Thais Tavares, Clerisom, Fernando Gomes.

Por fim, devo agradecer à família pelo apoio e por compreender minha ausência. Principalmente meus filhos e esposa, Rayssa, Victor, Eduarda, Clara e Ana Cláudia, a quem devo recompensar o longo tempo ausente.

Lista de Siglas

PBG	<i>Photonic Band Gap</i>
MPC	<i>Magnetic Photonic Crystal</i>
RF	<i>Radio Frequency</i>
VHF	<i>Very High Frequency</i>
UHF	<i>Ultra High Frequency</i>
PWEM	<i>Plane Wave Expansion Method</i>
TMM	<i>Transfer Matrix Method</i>
KKR	<i>Korringa-Korhn-Rostoker</i>
FDTD	<i>Finite Difference Time Domain</i>
FEM	<i>Finite Element Method</i>
TE	<i>Tranverse Electric</i>
TM	<i>Transverse Magnetic</i>
MO	<i>Magneto-optical</i>

Lista de Figuras

Figura 1.1	Exemplo de cristal fotônico bidimensional, composto por um arranjo de colunas cilíndricas de material dielétrico, regularmente espaçadas, cercadas por ar, onde a representa o período da rede e r o raio da coluna de material dielétrico.....	2
Figura 1.2	Cristal fotônico construído por Yablonovitch, em 1991 [6],[7].....	3
Figura 2.1	Exemplos de cristais fotônicos unidimensionais (1D), bidimensionais (2D) e tridimensionais (3D). As diferentes cores representam materiais com diferentes constantes dielétricas.....	11
Figura 2.2	A estrutura cúbica do cristal fotônico. À esquerda, a rede de pontos da estrutura no espaço real. Ao meio, a estrutura recíproca correspondente. À direita, a construção da primeira zona de brillouin.....	16
Figura 2.3	Guia de ondas dielétrico [2].....	17
Figura 2.4	Curva de 90° em um guia de ondas dielétrico [2].....	18
Figura 2.5	Cavidade eletromagnética baseada em cristais fotônicos bidimensionais [2].....	18
Figura 2.6	Divisor de potência [2].....	19
Figura 2.7	Filtro faixa-estreita composto por uma cavidade cercada por dois guias de ondas [2].....	19
Figura 2.8	Característica de transmissão do filtro (à esquerda) e perfil do campo eletromagnético no filtro (à direita) [2].....	20
Figura 3.1	Precessão do momento magnético sobre um campo magnético de estática.....	23
Figura 4.1	Circulador de ferrite no formato de Y, com três portas formando ângulos de 120°.....	27
Figura 4.2	Circulador clássico de três portas, operando na faixa de micro-ondas.....	29
Figura 4.3	Parâmetros-S para um circulador 3-portas clássico operando em frequências de micro-ondas.....	30

Figura 4.4	Parâmetros-S em um dispositivo de duas portas. V_1^+ , V_2^+ , V_1^- e V_2^- representam as ondas eletromagnéticas chegando e saindo das portas 1 e 2, respectivamente.....	31
Figura 4.5	Diagrama de uma junção de 3-portas com uma matriz de espalhamento com amplitude unitária.....	36
Figura 4.6	Diagrama de autovalores da junção recíproca de 3-portas para transmissão máxima.....	38
Figura 4.7	Diagrama de autovalores de um circulador ideal com 3-portas.....	39
Figura 4.8	(a) Os autovalores se unem no círculo unitário. (b) Autovalores após ajuste da primeira circulação na junção de 3-portas.....	42
Figura 4.9	Autovalores após ajuste da segunda circulação da junção de 3-portas (circulador ideal).....	43
Figura 5.1	Exemplos de discretização, (a) malha uniforme e (b) malha adaptativa.....	47
Figura 5.2	Divisão do domínio em elementos triangulares no FEM para o caso bidimensional.....	39
Figura 5.3	Guia de onda em cristal fotônico bidimensional, constituído de colunas dielétricas cercadas por ar, de estrutura hexagonal, onde a é o período da rede, r o raio das colunas, n_1 é o índice de refração das colunas dielétricas, n_2 o índice de refração do ar e b a distância entre o eixo x e o centro das colunas.....	49
Figura 6.1	(a) Célula unitária (paralelogramo de lado a em destaque) para um arranjo hexagonal e (b) respectiva zona de Brillouin. A zona irreduzível é a cunha triangular de vértices Γ , K e M	56
Figura 6.2	Diagrama de bandas calculado para um arranjo hexagonal de colunas dielétricas ($\epsilon = 10$) cercadas por ar, com parâmetros geométricos $r/a = 0,217$, para a polarização TM.....	56
Figura 6.3	(a) Guia de onda no cristal fotônico bidimensional. (b) Supercélula utilizada para a simulação do guia de onda.....	57
Figura 6.4	Curva de dispersão do modo TM do guia fotônico.....	58
Figura 6.5	Configuração para a determinação dos modos do ressonador.....	59
Figura 6.6	Frequência dos estados de defeito em um arranjo de cilindros dielétricos. O defeito é introduzido através de alterações do raio R de um único cilindro. As regiões sombreadas indicam as extremidades dos modos guiados.....	59

Figura 6.7	Distribuição do campo elétrico. (a) Monopolo, $R = 0.002\text{m}$. (b) Dipolo, $R = 0,012\text{m}$. (c) Quadrupolo, $R = 0,022$. (d) Monopolo-2, $R = 0,024\text{m}$. (e) Dipolo-2, $R = 0,032$. (f) hexapolo, $R = 0,0348$	60
Figura 6.8	Tela de inicialização do <i>software</i> COMSOL multiphysics.....	61
Figura 6.9	Geometria do circulador 3-portas tipo Y, para um cristal fotônico bidimensional de estrutura hexagonal de constante de rede $a = 45$ mm. Os círculos em branco representam os dielétricos de raio $r = 9,8$ mm e $\epsilon_r = 10$. O círculo central em cor rósea representa a ferrite de raio $r = 12$ mm e $\epsilon_r = 10$	62
Figura 6.10	Tela onde são inseridos os parâmetros dos subdomínios. Em destaque, na cor amarela, os parâmetros do tensor permeabilidade magnética μ_r para a ferrite.....	62
Figura 6.11	Tela onde são declaradas as condições de contorno do modelo.....	63
Figura 6.12	(a) Condições de contorno do modelo. (b) Discretização do modelo, apresentando uma malha com 112.481 elementos.....	63
Figura 6.13	Distribuição espacial do campo elétrico para o modelo de circulador 3-portas proposto.....	64
Figura 6.14	Parâmetros-S para excitação na porta 1.....	65
Figura 6.15	Esquemas de excitação do circulador Y com modo dipolo. A direção de circulação é $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$	65
Figura 6.16	Componente E_z do campo elétrico no circulador Y para excitação nas portas 1, 2 e 3.....	66
Figura 7.1	Esquemas de excitação do circulador W com modo dipolo da cavidade magneto-óptica. A direção de circulação é $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$	69
Figura 7.2	Parâmetros da matriz [S] para excitação na porta 1. As curvas pontilhadas são para o circulador Y, enquanto as sem pontos são para o circulador W.....	71
Figura 7.3	Parâmetros da matriz [S] para o circulador W com excitação na porta 2.....	71
Figura 7.4	Parâmetros da matriz [S] para o circulador W com excitação na porta 3.....	72
Figura 7.5	Comparação das curvas de isolamento para excitação do circulador W nas portas 1, 2 e 3.....	72
Figura 7.6	Componente H_z do campo magnético no circulador W para excitação na porta 1.....	73

Figura 7.7	Componente H_z do campo magnético no circulador W para excitação na porta 2.....	73
Figura 7.8	Componente H_z do campo magnético no circulador W para excitação na porta 3.....	74

Lista de Tabelas

Tabela 2.1	Comparação entre elétrons na rede cristalina e fótons num cristal fotônico.....	7
-------------------	---	----------

Resumo

Este trabalho apresenta um estudo teórico sobre novos circuladores compactos com 3-portas tipos W e Y, baseados em cristais fotônicos bidimensionais. No circulador tipo Y, os guias de onda que o compõem formam ângulos de 120° entre si (com formato assemelhado ao da letra Y). O circulador tipo W é uma modificação do tipo Y, obtido a partir do reposicionamento de uma das portas entre as outras duas com um ângulo de 60° entre os guias de onda (com formato assemelhado ao da letra W). Os parâmetros geométricos dos cristais foram obtidos dos diagramas de bandas proibidas. O circulador de três portas tipo Y, projetado para operar em frequências de micro-ondas, foi investigado com o objetivo de gerar um protótipo inédito, enquanto que o tipo W, para frequências ópticas, foi investigado para demonstrar a possibilidade de desenvolver um circulador mais compacto em comparação com o tipo Y conhecido. O tipo W pode ser também uma alternativa geométrica mais adequada no design de circuitos integrados. Os modelos são bons no sentido em que possuem elevada isolamento (maior que -20 dB em ambos os circuladores) e baixa perda de inserção (maior que -0,5 dB no caso do circulador tipo Y). O circulador tipo W apresenta uma largura de banda de operação em torno de 100 GHz para um nível de -20 dB de isolamento, centrado no comprimento de onda de $1,5\mu\text{m}$. As simulações foram feitas utilizando-se o *software* comercial COMSOL Multiphysics, o qual se baseia no método dos elementos finitos.

Palavras-chave: Circuladores 3-portas, dispositivos não recíprocos, cristais fotônicos, ferrites, métodos dos elementos finitos.

Abstract

This work presents a theoretical study on new compact 3-ports circulators of W- and Y-types, based on two-dimensional photonic crystals. In the Y-type circulator, the waveguides that composes it form angles of 120° between each other (having the shape of a Y). The W-type circulator is a modification of the Y-type, obtained by repositioning one of the ports between the other two with an angle of 60° between them (having the shape of a W). The geometric parameters of crystals were obtained from band-gap diagrams. The three-port circulator of Y-type, designed to operate at microwave frequencies, was investigated with the aim of generating a innovative prototype, while the W-type, for optical frequencies, was investigated to demonstrate the feasibility of developing a more compact circulator compared to the known Y-type. The W-type can also be a more adequate alternative geometry for the design of integrated circuits. The models are reasonable in the sense that they present high isolation (higher than 20 dB in both circulators) and low insertion loss (less than -0.5 dB in the case of Y-type circulator). The W-type circulator has about 100 GHz of operation bandwidth, centered at the wavelength of $1.5 \mu\text{m}$. The simulations were performed using the commercial software COMSOL Multiphysics, which is based on the finite element method.

Keywords: 3-ports circulators, non-reciprocal devices, photonic crystals, ferrites, finite element method.

Sumário

Capítulo 1 – Introdução	1
1.1 – Introdução.....	1
1.2 – Organização da trabalho.....	5
1.3 – Referências.....	7
Capítulo 2 – Cristais Fotônicos	9
2.1 – Conceitos Básicos.....	9
2.2 – Equações de Maxwell	11
2.3 – Dispositivos baseados em cristais fotônicos bidimensionais.....	16
2.3.1 – Guias de ondas.....	17
2.3.2 – Cavidade ressonante.....	18
2.3.3 – Divisor de potência.....	19
2.3.4 – Filtro de banda estreita.....	19
2.4 – Referências.....	21
Capítulo 3 – Ferrites	22
3.1 – Propriedades das ferrites magnetizadas	22
3.2 – Equação de movimento do vetor magnetização	23
3.3 – Tensor permeabilidade magnética	24
3.4 – Referências.....	26
Capítulo 4 – Circulador	27
4.1 – Circulador 3-portas clássico.....	27
4.1 – Aplicação dos circuladores.....	29
4.2 – Matriz de espalhamento ou matriz parâmetros s.....	30
4.2.1 – Propriedades da matriz espalhamento.....	31
4.2.2 – Propriedades dos grupos de simetria para circuladores 3- portas.....	32
4.2.3 – Matriz de espalhamento dos autovalores.....	35
4.3 – Síntese das junções simétricas.....	40

4.4 – Ajustes da circulação para o circulador de 3-portas.....	40
4.5 – Referências.....	44
Capítulo 5 – Métodos utilizados – Analítico e Numérico	45
5.1 – Modelagem teórica dos cristais fotônicos	45
5.1.1 – Domínio da frequência	45
5.1.2 – Domínio do tempo	46
5.2 – Método do elementos finitos	47
5.3 – Análise de guias de ondas em estruturas cristalinas bidimensionais por elementos finitos	48
5.4 – Métodos numéricos – COMSOL Multiphysics	49
5.5 – Referências.....	51
Capítulo 6 – Circulador óptico compacto 3-portas tipo Y.....	54
6.1 – Projeto do cristal fotônico	55
6.2 – Projeto dos guias de onda	57
6.3 – Determinação do raio do cilindro da ferrite.....	58
6.4 – Simulação do circulador 3-portas tipo Y.....	60
6.5 – Referências.....	67
Capítulo 7 – Circulador óptico compacto 3-portas tipo W.....	68
7.1 – Descrição da estrutura.....	69
7.2 – Resultados.....	70
7.3 – Conclusão.....	75
7.6 – Referências.....	76
Capítulo 8 – Conclusões e trabalhos futuros.....	77
8.1 – Conclusões.....	77
8.2 – Trabalhos futuros.....	78
8.3 – Publicações na linha de pesquisa deste trabalho.....	78

Introdução

1.1 – Introdução

Desde o final do século XX, houve um rápido desenvolvimento dos sistemas de comunicações ópticas, particularmente da internet via fibra óptica, para atender o crescente tráfego de informações em nosso mundo globalizado.

Em micro-ondas, o circulador é um dispositivo passivo empregado no direcionamento de sinais de micro-ondas, permitindo isolamento entre três ou mais dispositivos de forma não recíproca.

Para aumentar a integração dos dispositivos ópticos, é necessário o desenvolvimento de circuladores que operem na faixa de frequências ópticas, chamados de circuladores ópticos, sendo que o objetivo deste trabalho é o desenvolvimento de um circulador óptico de três portas baseado em cristais fotônicos.

Durante os últimos anos, significativos esforços têm sido despendidos na investigação das propriedades eletromagnéticas de materiais de banda fotônica proibida, conhecidos como cristais fotônicos [1]. A razão para as intensivas pesquisas desta classe de materiais deve-se às vantajosas aplicações no processo de miniaturização e aumento da escala de integração de circuitos ópticos e de micro-ondas.

A estrutura dos cristais fotônicos é análoga àquela dos cristais semicondutores, que apresentam uma banda de energia proibida para a propagação dos elétrons, sendo que os primeiros apresentam uma banda de frequência para as quais não pode haver propagação de luz. Esta região de frequências proibidas é chamada de “*gap fotônico*” (*Photonic Band Gap* – PBG) [1].

Para os semicondutores, estas bandas proibidas são geradas pela periodicidade de átomos da rede cristalina. No caso dos cristais fotônicos, o PBG é formado por uma variação periódica da constante dielétrica, em uma faixa de dimensões comparáveis ao comprimento de onda da luz.

Através da variação espacial da rede periódica, pode-se classificar os cristais fotônicos em unidimensionais (1D), bidimensionais (2D) e tridimensionais (3D) [1]. Assim como para

aplicação em óptica integrada e optoeletrônica, sistemas fotônicos bidimensionais têm grande importância prática, uma vez que este tipo de geometria também é comum à tecnologia planar utilizada em microeletrônica.

O cristal bidimensional mais comum é composto por um arranjo de colunas (cilindros) dielétricas, regularmente separadas entre si pelo ar. Na Fig. 1.1 tem-se a representação desta estrutura.

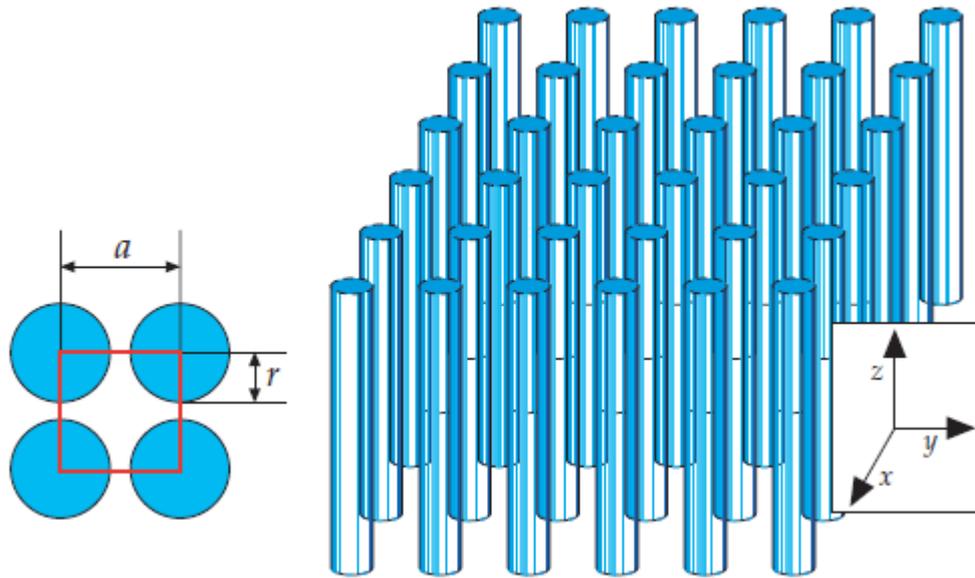


Figura 1.1 – Exemplo de cristal fotônico bidimensional, composto por um arranjo de colunas cilíndricas de um material dielétrico, regularmente espaçadas, cercadas por ar, onde a representa o período da rede e r o raio da coluna de material dielétrico.

A modelagem destas estruturas para a obtenção de bandas fotônicas proibidas permite alcançar considerável grau de eficiência no confinamento, controle e roteamento da propagação eletromagnética. Além disto, outra grande vantagem é a miniaturização de dispositivos cuja funcionalidade é baseada em cristais fotônicos em domínios que vão desde micro-ondas até a banda óptica [1].

Estas características tornaram cristais fotônicos agentes de destaque em sistemas de comunicações ópticas e na miniaturização de circuitos ópticos integrados.

Atualmente, cristais fotônicos são empregados em uma grande variedade de dispositivos, tais como antenas de microfita, filtros e amplificadores de micro-ondas, moduladores e chaveadores ópticos [2].

Na realidade, as pesquisas sobre cristais fotônicos são recentes e tiveram origem a partir de artigos publicados quase que simultaneamente em 1987. Um desses trabalhos pioneiros, produzido por Yablonovitch [3], introduziu o conceito das bandas proibidas fotônicas para controle da emissão espontânea e estimulada da luz. Outro trabalho contemporâneo, conduzido por John [4], utilizou a tecnologia de bandas proibidas para induzir a localização das ondas luminosas.

Adicionalmente, o artigo publicado em 1990 por Ho *et al.*[5], previu que a geometria cristalina do diamante favorecia o aparecimento de um completo PBG. Este artigo proporcionou à Eli Yablonovitch, então pesquisador do “Bell Communications Research”, em New Jersey, demonstrar experimentalmente a existência de um cristal fotônico tridimensional, com “*band gap*” situado na faixa entre 13 e 15 GHz.

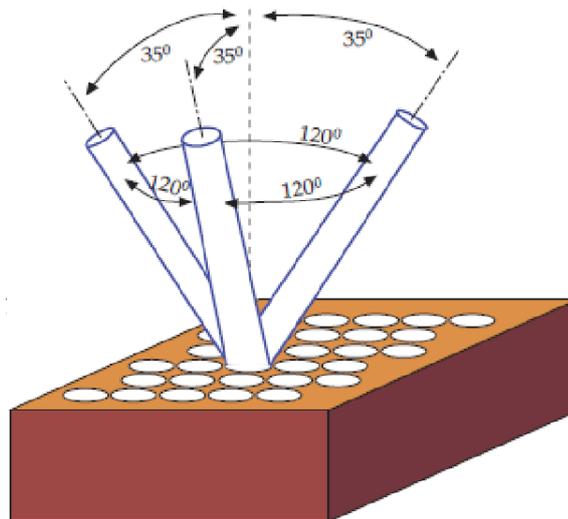


Figura 1.2 - Cristal fotônico construído por Eli Yablonovitch, em 1991 [6],[7].

O cristal da Fig. 1.2 ficou conhecido como “Yablonovite” [6],[7], em homenagem ao seu criador, e consiste de um bloco de material com índice de refração igual a 3,6, apresentando buracos milimétricos perfurados mecanicamente.

Após o trabalho de Yablonovitch, de 1991, seguiram outras publicações cujo teor trata da possibilidade de controlar a propagação eletromagnética por redes PBG de duas e três dimensões.

Esse controle foi inicialmente proposto para a faixa de micro-ondas, sendo que a operação destas estruturas foi gradativamente estendida para o domínio óptico mediante a evolução das técnicas de fabricação, tais como métodos de litografia sequencial [8], holografia paralela [9] e técnica de auto-organização [10]. Soma-se a isto o incremento do suporte às simulações computacionais, que também auxiliam consideravelmente a investigação das propriedades ópticas de diversas configurações de redes cristalinas [2].

No final do século XX, uma nova classe de cristais fotônicos passou a ser estudada com mais profundidade: a classe dos Cristais Fotônicos Magnéticos (*Magnetic Photonic Crystals* – MPCs), uma vez que esses cristais permitem certo controle de alguns parâmetros, além da não reciprocidade.

Nesse mesmo período, vários outros efeitos físicos em cristais magnéticos foram descobertos. Por exemplo, o efeito magneto-óptico similar ao efeito Faraday, quando a propagação de ondas é paralela ao campo magnético externo [11]. Um outro exemplo é o efeito de separação adicional nas bandas devido ao campo aplicado [12].

A investigação dos MPCs por Sigalas et al., [13] levou ao estudo dos efeitos da permeabilidade magnética sobre a estrutura de banda deste cristal. Da mesma forma em [14], Kee et al., investigaram MPCs bidimensionais (2D) feitos de ferrite com uma disposição triangular de furos circulares.

Em [15], Wang et al., mostraram teoricamente que é possível construir um circulador óptico de três portas tipo Y, usando um ressonador magneto-óptico em cristal fotônico bidimensional e, em 2010, usando o mesmo princípio, propuseram a construção de um circulador de três portas tipo T [16].

E, em 2006, Nagesh *at al* [17] estudaram o efeito da permeabilidade em propriedades de bandgap de MPCs feito de hastes magnéticas com estrutura quadrada e hexagonal.

Em todos estes trabalhos teóricos, a anisotropia dos materiais magnéticos é modelada por um meio magnético isotrópico equivalente, e então as estruturas de bandas são estudadas pelo método da expansão de ondas planas (PWEM) [1], [18].

Por fim, um dos desafios fundamentais para o desenvolvimento de circuitos ópticos integrados de larga escala é prover isolamento de sinais e suprimir reflexões parasitas entre os dispositivos. Neste contexto, há um interesse muito grande na miniaturização e integração de dispositivos ópticos não recíprocos. Por outro lado, embora os dispositivos convencionais

sejam também objeto de pesquisa, por requererem uma longa distância de propagação, ocupam uma grande área do circuito, o que os torna uma linha de trabalho não promissora.

Este trabalho, restringiu-se aos circuladores com três portas tipos W e Y, baseados em cristais fotônicos bidimensionais. São classificados assim devido à disposição dos guias de onda que os compõem. No circulador tipo W, os guias de onda que o compõem formam ângulos de 60° entre si, enquanto que, no circulador tipo Y, os guias de onda componentes formam, entre si, ângulos de 120° .

Apresentou-se os princípios de funcionamento desses dispositivos, suas aplicações em sistemas de comunicações ópticas e os parâmetros de desempenho que os caracterizam. Ao longo dos anos necessários à conclusão deste trabalho, procurou-se melhorar o desempenho desses dispositivos, de modo que os resultados aqui apresentados são frutos de um árduo trabalho que, por vezes, envolveu os esforços de vários colaboradores.

1.2 – Organização do trabalho

O presente trabalho obedece à organização descrita nos parágrafos que seguem:

No segundo capítulo, é feita uma introdução dos conceitos básicos sobre cristais fotônicos, além de uma analogia entre o modelamento destas estruturas e cristais semicondutores. A parte final do capítulo trata da aplicação da tecnologia PBG em dispositivos operando no regime de micro-ondas.

No terceiro capítulo, trata-se das propriedades e aplicações das ferrites e do tensor permeabilidade magnética.

No quarto capítulo, trata-se da teoria sobre circuladores, matrizes de espalhamento e das propriedades dos grupos de simetria para os circuladores de três portas.

No quinto capítulo, apresentam-se de forma sucinta os diversos métodos utilizados para analisar os cristais fotônicos, bem como se faz uma revisão dos fundamentos do método dos elementos finitos, utilizado para as simulações realizadas neste trabalho.

No sexto capítulo, apresentam-se as simulações e a caracterização do circulador três portas tipo Y, baseado em cristais fotônicos, para micro-ondas, bem como são fornecidos detalhes de todas as etapas e processos empregados nos cálculos dos parâmetros geométricos utilizados no projeto do circulador.

No sétimo capítulo, apresentam-se os resultados das simulações e caracterização do circulador óptico de três portas tipo W baseado em cristais fotônicos bidimensionais.

Por fim, no oitavo capítulo, apresentam-se as conclusões a respeito dos resultados obtidos, bem como sugestões para trabalhos futuros.

1.3 – Referências

- [1] J.D. Joannopoulos, R.D. Meade e J.N. Winn, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, Princenton, Setembro 1995.
- [2] K. Inoue and K. Ohtaka, *Photonic Crystals: Physics, Fabrication and Applications*, New York: Springer Verlag, 2004.
- [3] E. Yablonovitch, “Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics”, *Physical Review Letters*, v. 58, n.20, p.2059-2062 (1987).
- [4] John, S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. *Physical Review Letters*, v. 58, p. 2486–2489, 1987.
- [5] Ho, K. M.; Chan, C. T.; Soukoulis, C. M. Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures. *Physical Review Letters*, v. 65, p. 3152–3155, 1990.
- [6] E. Yablonovitch and T. J. Gmitter, “Donor and acceptor modes in photonic band structures”, *Phys. Rev. Lett.*, v. 67, n. 24, p. 3380-3383, 1991
- [7] E. Yablonovitch.; Gmitter, T. J.; Leung, K. M. Photonic band structure: The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms. *Physical Review Letters*, v. 67, p. 2295–2298, 1991.
- [8] S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, “Three-dimensionally periodic dielectric layered structure with omnidirectional photonic band gap”, *Ap. Phys. Lett.*, v. 67, n. 22, p. 3490-3492, 2000.
- [9] M. Campbell, D. N. Sharp, M. T. Harisson, R. G. Denning and A. J. Turberfield, “Fabrication of photonic crystals for the visible spectrum by holography lithography”, *Nature*, v. 404, n. 2, p. 53-56, 2000.
- [10] B. A. Parviz, D. Ryan and G. M. Whitesides, “Using self-assembly for the fabrication of nanoscale electronic and photonic devices”, *IEEE Trans. on Adv. Pack.*, v. 26, n. 3, p. 233-241, 2003.
- [11] Nishizawa, H. and T. Nakayama, “Magneto-optic anisotropy effect on photonic band structure,” *J. Phys. Soc. Jpn.*, v. 66, p. 613–617, 1997.

- [12] Kushwaha, M. and G. Martinez, "Magnetic-field-dependent band gaps in two-dimensional photonic crystals," *Phys. Rev. B*, v. 65, p.153202, 2002.
- [13] Sigalas M M, Soukoulis C M, Biswas R and Ho K M, "Effect of the magnetic permeability on photonic band gaps", *Phys. Rev.B*, v.56, p. 959-962, 1997.
- [14] Kee C S, Kim J E and Park H Y, "Two-dimensional tunable magnetic photonic crystals", *Phys. Rev.B*, v.61, p. 15523-15525, 2000.
- [15] Z. Wang and S. Fan. "Optical circulators in two-dimensional magneto-optical photonic crystals". *Opt. Lett.* v.30, p.1989, 2005.
- [16] Q. Wang, Z. Quyang, K. Tau, M. Lin and S. Ruan. "T-shaped optical circulator based on coupled magneto-optical rods and a side-coupled cavity in a square-lattice photonic crystal". *Phys. Lett. A*, v.376, p.646. 2012.
- [17] Nagesh E D V V. Subramanian , V. Sivasubramanian, V.R.K. Murthy, "Numerical study of the effect of permeability on square and triangular microwave band gap structures", *Physica B*, v.382, p. 45, 2006.
- [18] H. S. Sozuer, J. W. Haus, and R. Inguva, "Photonic bands: Convergence problems with the plane-wave method," *Phys. Rev. B*, v.45, p.13962-13972 (1992).

Cristais Fotônicos

Este capítulo apresenta uma analogia entre elétrons na rede cristalina e fótons num cristal fotônico. Em seguida, mostram-se as equações de Maxwell, que são empregadas para analisar as estruturas dos cristais fotônicos. No final do capítulo, são apresentados alguns dispositivos baseados em cristais fotônicos bidimensionais, que podem ser utilizados em um sistema de comunicação.

2.1 Conceitos básicos

Ondas em meios estratificados ou com perturbações periódicas sofrem múltiplos espalhamentos quando seu comprimento de onda é comparável ao período destas perturbações. Por exemplo, elétrons – ou ondas eletrônicas – que se propagam num cristal sofrem espalhamentos múltiplos nos átomos da rede, distribuídos periodicamente no espaço.

Em determinadas condições, as ondas espalhadas interferem com a incidente, gerando uma onda estacionária. Nesta situação, a onda não pode se propagar através do cristal, resultando em frequências (energias) com propagação proibida. As energias eletrônicas permitidas formam, então, bandas separadas por *gaps* de estados de energia proibidos ou *band gaps eletrônicos*.

Em analogia a elétrons num cristal, fótons – ou ondas eletromagnéticas – sofrem espalhamento múltiplo em uma estrutura dielétrica cujo índice de refração (ou constante dielétrica) é espacialmente modulado com período comparável ao comprimento de onda [1].

Em algumas estruturas dielétricas com periodicidade tridimensional não há modos de propagação em quaisquer direções para certo intervalo de frequências, dando origem a um ‘*band gap* fotônico’ completo. Estas estruturas consistem, por exemplo, de esferas dielétricas de alto índice de refração suspensas em um meio de baixo índice ou furos de ar em um meio dielétrico de alto índice de refração, com constantes de rede da ordem do comprimento de onda eletromagnético.

Da mesma forma que *band gaps* eletrônicos estão relacionados a elétrons em um cristal, *band gaps* fotônicos estão relacionados a fótons em uma estrutura dielétrica periódica. Devido a tal analogia, essas últimas estruturas são chamadas de *cristais fotônicos*.

A teoria desenvolvida para os cristais fotônicos se baseia em alguns conceitos utilizados no caso eletrônico, como os de células unitárias, rede recíproca, zonas de Brillouin, relações de dispersão, *gaps* de energia, etc. Algumas comparações podem ser feitas: a função de onda eletrônica deve satisfazer a equação escalar de Schrödinger, enquanto a onda eletromagnética deve satisfazer as equações vetoriais de Maxwell; os campos são decompostos em modos harmônicos que oscilam com fator de fase $e^{i\omega t}$.

No caso eletrônico, a função de onda $\Psi(\mathbf{r}, t)$ é um campo escalar complexo. No caso dos fótons, o campo magnético $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ é um campo vetorial real e a exponencial complexa uma conveniência matemática.

Em ambos os casos, os modos do sistema são determinados por uma equação de autovalores cujos operadores são hermitianos. É por causa deste fato que os cálculos para o caso dos fótons são feitos utilizando-se o campo magnético – utilizando-se o campo elétrico da onda obtemos um operador não hermitiano. Além disso, ambos os sistemas possuem simetria translacional, sendo o potencial $V(\mathbf{r})$ e a constante dielétrica $\varepsilon(\mathbf{r})$ periódicos para os casos eletrônico e eletromagnético, respectivamente.

Tabela 2.1 – Comparação entre elétrons na rede cristalina e fótons num cristal fotônico.

	Semicondutores	Cristais Fotônicos
Campo	$\Psi(\mathbf{r}, t) = \Psi(\mathbf{r})e^{i\omega t}$	$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(\mathbf{r})e^{i\omega t}$
Equação de Autovalores	$H\Psi = (\hbar\omega)\Psi$	$\Theta\mathbf{H} = (\omega/c)^2\mathbf{H}$
Operador hermitiano	$H = \frac{-\hbar^2\nabla^2}{2m} + V(\mathbf{r})$	$\Theta = \nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \right)$
Simetria translacional discreta	$V(\mathbf{r}) = V(\mathbf{r} + \mathbf{R})$	$\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon(\mathbf{r} + \mathbf{R})$
Relação de dispersão	$\omega = \frac{\hbar k^2}{2m}$	$\omega = kv$

Para o caso eletrônico, a frequência ω tem uma relação quadrática com o número de onda k ; para fótons, a frequência ω se relaciona com o módulo do vetor de onda k de forma linear. A Tabela 2.1 mostra algumas dessas comparações entre elétrons numa rede cristalina e fótons em uma estrutura dielétrica periódica [2].

De acordo com a variação espacial da rede periódica, os cristais fotônicos podem ser classificados em unidimensionais (1-D), bidimensionais (2-D) ou tridimensionais (3-D). No caso em que esta variação ocorre apenas ao longo de uma única direção, o cristal é denominado unidimensional (1D). Caso a periodicidade ocorra ao longo de um plano, o cristal é denominado bidimensional (2D) e, se a rede periódica se estender ao longo de todas as direções espaciais, o cristal fotônico é dito ser tridimensional (3D).

A Fig. 2.1 mostra exemplos de redes cristalinas unidimensionais, bidimensionais e tridimensionais.

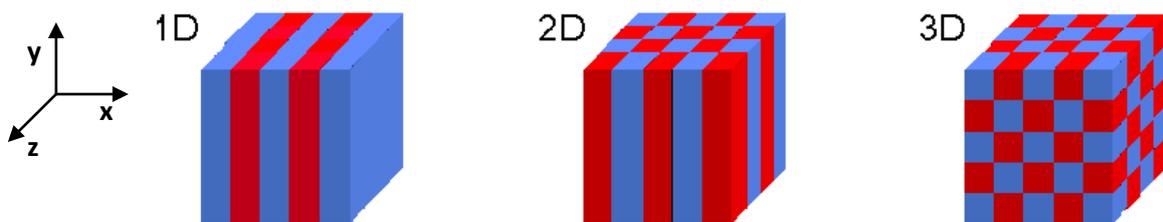


Figura 2.1. Exemplos de cristais fotônicos unidimensionais (1D), bidimensionais (2D) e tridimensionais (3D). As diferentes cores representam materiais com diferentes constantes dielétricas [2].

2.2 Equações de Maxwell

As equações de Maxwell foram empregadas para analisar estruturas periódicas dos cristais fotônicos. São elas:

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0, \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0, \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \vec{H} - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = 0, \quad (2.4)$$

onde \vec{E} é o vetor campo elétrico, \vec{H} o vetor campo magnético, \vec{D} o vetor deslocamento e \vec{B} o vetor indução magnética em um meio onde cargas livres e corrente de condução são ausentes.

Para estruturas feitas de materiais isotrópicos, o campo elétrico e o deslocamento podem ser relacionados pela constante dielétrica $\varepsilon(\vec{r}, \omega)$ e pela constante dielétrica do espaço livre ε_0 , conforme mostra a equação:

$$\vec{D}(\vec{r}) = \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}). \quad (2.5)$$

Pode-se relacionar de forma similar à equação (2.5), a indução magnética com o campo magnético pela constante de permeabilidade magnética relativa μ_r e pela constante de permeabilidade do espaço livre μ_0 , conforme mostra a equação:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \mu_0 \mu(\vec{r}) \vec{H}(\vec{r}) \quad (2.6)$$

Para a maioria dos materiais dielétricos, pode-se supor que a permeabilidade magnética relativa é próxima à unidade. Portanto, a equação (2.6) se reduz à seguinte forma:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}. \quad (2.7)$$

Pela substituição das equações (2.5) e (2.7) nas equações (2.1), (2.2), (2.3) e (2.4), as equações de Maxwell tornam-se:

$$\nabla \cdot \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t) = 0, \quad (2.8)$$

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) + \mu_0 \frac{\partial \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t} = 0, \quad (2.9)$$

$$\nabla \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) = 0, \quad (2.10)$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) - \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} = 0, \quad (2.11)$$

\vec{E} e \vec{H} podem ser escritos como modo harmônico e a dependência do tempo e espaço destes campos podem ser separadas.

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r})e^{i\omega t}, \quad (2.12)$$

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r})e^{i\omega t}, \quad (2.13)$$

Pela substituição da equação (2.12) na equação (2.10) e da equação (2.13) na equação (2.8), obtém-se os divergentes das equações:

$$\nabla \cdot \vec{H}(\vec{r}) = 0, \quad (2.14)$$

$$\nabla \cdot \varepsilon(\vec{r})\vec{E}(\vec{r}) = 0, \quad (2.15)$$

Substituindo a equação (2.12) na equação (2.9) e a equação (2.13) na equação (2.11), obtemos as seguintes equações:

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}) + i\omega\mu_0\vec{H}(\vec{r}) = 0, \quad (2.16)$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}) - i\omega\varepsilon_0\varepsilon(\vec{r})\vec{E}(\vec{r}) = 0, \quad (2.17)$$

Das equações (2.16) e (2.17), a seguinte equação pode ser obtida:

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \nabla \times \vec{H}(\vec{r}) \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{H}(\vec{r}), \quad (2.18)$$

onde c é a velocidade da luz no espaço livre $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$. A equação (2.18) é chamada de equação mestra [3]. Podemos determinar o campo magnético $H(\vec{r})$ usando as equações (2.14) e (2.18).

Para um cristal fotônico, os modos eletromagnéticos satisfazem o divergente da equação (2.18) e a condição de periodicidade. Por causa da estrutura periódica de um cristal fotônico, o sistema tem simetria translacional ao longo da direção da periodicidade. Esta relação pode ser expressa através da seguinte equação:

$$T\{\varepsilon(\vec{r})\} = \varepsilon(\vec{r} + \vec{d}) = \varepsilon(\vec{r}). \quad (2.19)$$

O sistema que satisfaz a equação (2.19) é chamado de sistema com simetria translacional e \vec{d} é o vetor da rede. Para os modos eletromagnéticos, o sistema com simetria translacional pode ser escrito pelo “formalismo de Bloch”, dado pela expressão:

$$T\{\vec{H}(\vec{r})\} = \vec{H}(\vec{r} + \vec{d}) = \vec{H}(\vec{r}) = e^{i2\pi n} \vec{H}(\vec{r}), \quad (n=0, 1, 2, \dots) \quad (2.20)$$

isso conduz à seguinte expressão dos modos magnéticos:

$$\vec{H}(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} u(\vec{r}), \quad (2.21)$$

onde $u(\vec{r})$ é uma função periódica em um determinado sentido.

Isto implica

$$\vec{H}(\vec{r} + \vec{d}) = e^{i\vec{k}\cdot\vec{d}} e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} u(\vec{r} + \vec{d}) = e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} u(\vec{r}), \quad \vec{k} \cdot \vec{d} = 2\pi n \quad (n = 0, 1, 2, \dots). \quad (2.22)$$

Os vetores de onda \vec{k} que satisfazem a equação (2.22) são chamados vetores da rede recíproca. Cada estrutura cristalina possui duas redes: a rede cristalina e a rede recíproca. Uma figura de difração de um cristal pode ser encarada como uma representação da rede recíproca do cristal, em contraste com a imagem microscópica, que é uma representação da estrutura cristalina real. Quando se gira um cristal, tanto a rede cristalina quanto a rede recíproca sofrem rotação. Os vetores da rede cristalina possuem dimensão de [comprimento]; os vetores da rede recíproca possuem dimensão [comprimento]⁻¹. A rede cristalina é uma rede no espaço real; a rede recíproca é uma rede no espaço de Fourier associado [4]. O vetor de rede \vec{d} que descreve a estrutura da rede cristalina é expresso por:

$$\vec{d} = la\hat{x} + ma\hat{y}, \quad (2.23)$$

Onde a é o período do cristal fotônico e l e m são inteiros. Além disso, cada vetor da rede recíproca pode ser escrito por:

$$\vec{k} = l'\hat{b}_1 + m'\hat{b}_2, \quad (2.24)$$

onde \hat{b} é o vetor da rede primitiva.

Para que \vec{d} e \vec{k} satisfaçam a relação na equação (2.22), tem-se:

$$(la\hat{x} + ma\hat{y}) \cdot (l'\hat{b}_1 + m\hat{b}_2) = 2\pi n. \quad (2.25)$$

Os vetores da rede recíproca primitiva que satisfazem a equação (2.25) são:

$$\hat{b}_1 = 2\pi \frac{R_{90}(a_2)}{\det(a_1, a_2)}, \quad (2.26a)$$

$$\hat{b}_2 = 2\pi \frac{R_{90}(-a_1)}{\det(a_1, a_2)}, \quad (2.26b)$$

onde R_{90} é um operador que gira o vetor no sentido horário por 90° e \det é o determinante, o qual geometricamente é a área do paralelogramo formado por a_1 e a_2 e serve como fator de normalização.

A zona de Brillouin é definida como uma célula de Wigner-Seitz na rede recíproca. A célula central na rede recíproca é conhecida como primeira zona de Brillouin. A primeira zona de Brillouin é o menor volume inteiramente contido no interior dos planos bissetores perpendiculares aos vetores da rede recíproca desenhados a partir da origem [4]. Na Fig. 2.2, mostra-se, como exemplo, uma rede quadrada de um cristal fotônico no espaço real, a estrutura recíproca e a correspondente zona de Brillouin. Ainda com relação à figura, se observa um triângulo vermelho na zona de Brillouin, composto por Γ , X e M, que representa os outros lados da zona por reflexão e por simetria de rotação. Esta região do triângulo é chamada de zona de Brillouin irredutível. Por conseguinte, os cálculos para os vetores de ondas na zona de Brillouin irredutível são suficientes para encontrar todos os modos eletromagnéticos de um cristal fotônico.

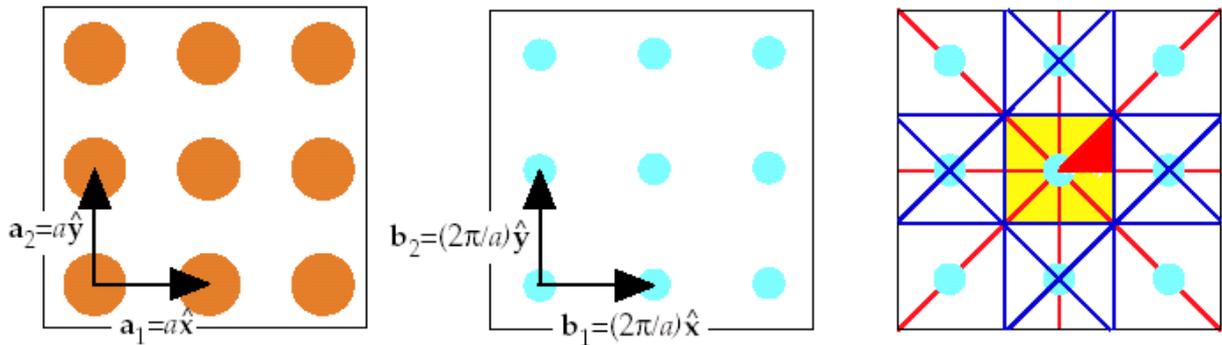


Figura 2.2. A estrutura cúbica do cristal fotônico. À esquerda, a rede de pontos da estrutura no espaço real. Ao meio, a estrutura recíproca correspondente. À direita, a construção da primeira zona de Brillouin. [2].

2.3 Dispositivos baseados em cristais fotônicos bidimensionais

A habilidade em controlar o fluxo de ondas eletromagnéticas, com frequência situada na faixa de micro-ondas, já foi desenvolvida há algum tempo. Um dos dispositivos mais comuns utilizados neste processo é o guia de ondas metálico, cuja função principal é a de guiar ondas eletromagnéticas de um ponto a outro, seguindo um determinado sentido de propagação.

Entretanto, estes materiais não são adequados para o controle do fluxo de ondas eletromagnéticas com frequência superior às de micro-ondas, como a luz visível, por exemplo, dado que as perdas nessa faixa de frequência são grandes o bastante para inviabilizar este processo.

A fim de superar essa dificuldade, podem ser utilizados os cristais fotônicos, já que os materiais dielétricos comumente utilizados na síntese desses cristais não sofrem tanto com as perdas dissipativas como os materiais metálicos, em frequências superiores às de micro-ondas.

A seguir, apresentamos alguns dispositivos, baseados em cristais fotônicos bidimensionais, que podem ser utilizados em um sistema de comunicação.

2.3.1 Guia de ondas

Um guia de ondas tem como função o transporte de ondas eletromagnéticas de um ponto a outro em um sistema. Um guia de ondas dielétrico, baseado em cristais fotônicos bidimensionais, vale-se da propriedade que tais cristais possuem em refletir ondas eletromagnéticas com frequência situada numa faixa específica, conhecida como *Photonic Band Gap (PBG)*.

Considerando um cristal fotônico 2D perfeitamente periódico, como aquele mostrado na Fig. 2.1, pode-se criar um simples guia de ondas removendo-se uma linha de cilindros dielétricos (criando um defeito linear), conforme podemos ver na Fig. 2.3.

Dado que uma estrutura com um defeito linear é excitada com ondas eletromagnéticas de frequências situadas na faixa do *PBG*, pode-se dizer que essas ondas são confinadas no interior do cristal, já que as paredes que envolvem o defeito são refletoras. Na Fig. 2.3, tem-se o perfil do campo eletromagnético ao longo de um guia de ondas dielétrico, considerando-se propagação na faixa do *band gap*.

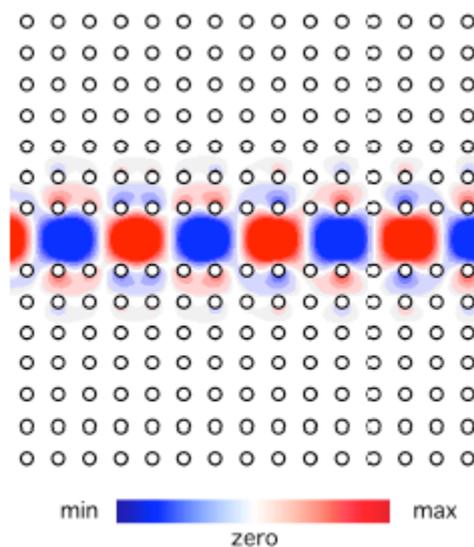


Figura 2.3. Guia de ondas dielétrico [2].

É interessante observar que um guia de ondas dielétrico, que se vale da propriedade do *PBG*, pode apresentar curvas acentuadas, o que não é possível em fibras ópticas (por conta das perdas), por exemplo. Na Fig. 2.4, é apresentado um guia de ondas com uma curva de 90°.

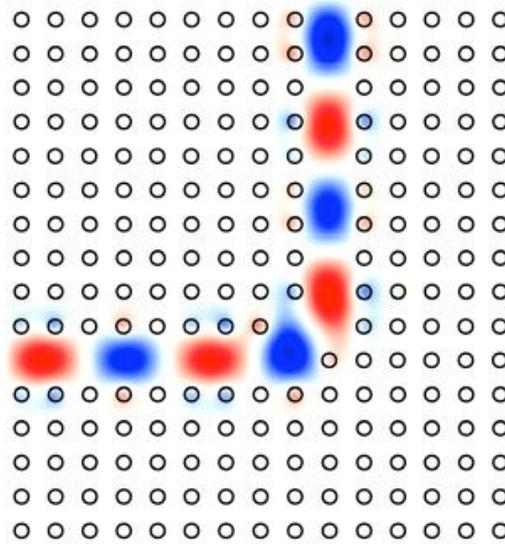


Figura 2.4. Curva de 90° em um guia de ondas dielétrico [2].

2.3.2 - Cavidade ressonante

Uma cavidade ressonante pode ser realizada a partir da criação de um defeito pontual em um cristal fotônico bidimensional. Este defeito pode ser criado a partir da alteração dos parâmetros de um único cilindro dielétrico, da simples remoção ou alteração do raio, conforme se pode verificar na Fig. 2.5.

Considerando-se a luz com frequência situada na faixa do PBG e localizada no interior do defeito, pode-se dizer que a mesma é impedida de sair do defeito, haja vista que, nesta situação, as paredes que cercam o defeito refletem a luz. Estas cavidades são fundamentais em sistemas de laser e podem ser utilizadas na confecção de filtros.

Na Fig. 2.5 tem-se o perfil do campo eletromagnético no interior de uma cavidade que se vale da propriedade do PBG.

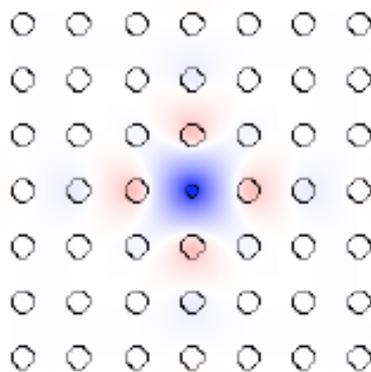


Figura 2.5. Cavidade eletromagnética baseada em cristais fotônicos bidimensionais [2].

2.3.3 Divisor de potência

Outro dispositivo muito interessante que se baseia na existência do *PBG* em cristais fotônicos bidimensionais é o divisor de potência. A função básica deste dispositivo é a de dividir a potência de entrada entre dois guias de ondas na saída. Na Fig. 2.6, tem-se a representação deste dispositivo operando na faixa do *PBG*.

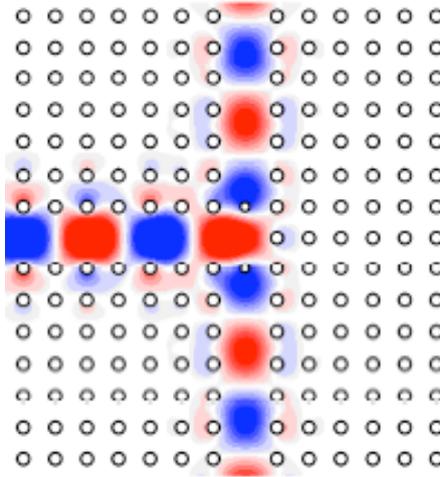


Figura 2.6. Divisor de potência [2].

2.3.4 Filtro

Um filtro de passa faixa tem a função de transmitir ondas eletromagnéticas situadas numa faixa estreita de frequências, refletindo as que estão fora dessa faixa. Um filtro de passa faixa baseado em cristais fotônicos pode ser construído a partir de uma cavidade ressonante cercada por dois guias de ondas, conforme se pode observar na Fig. 2.7.

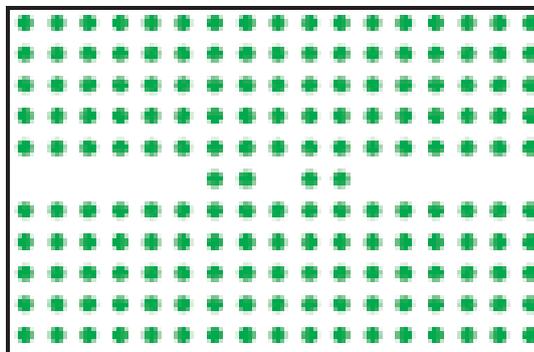


Figura 2.7. Filtro passa-baixa composto por uma cavidade cercada por dois guias de ondas [2].

Excitando-se um dos guias, pode-se fazer com que o sinal seja transmitido para o outro guia, através da cavidade ressonante. Para que isso ocorra, a onda eletromagnética deve ter frequência igual à frequência de ressonância do sistema. Na Fig. 2.8, tem-se representada a característica de transmissão do filtro e o perfil dos campos dentro e fora da frequência de ressonância.

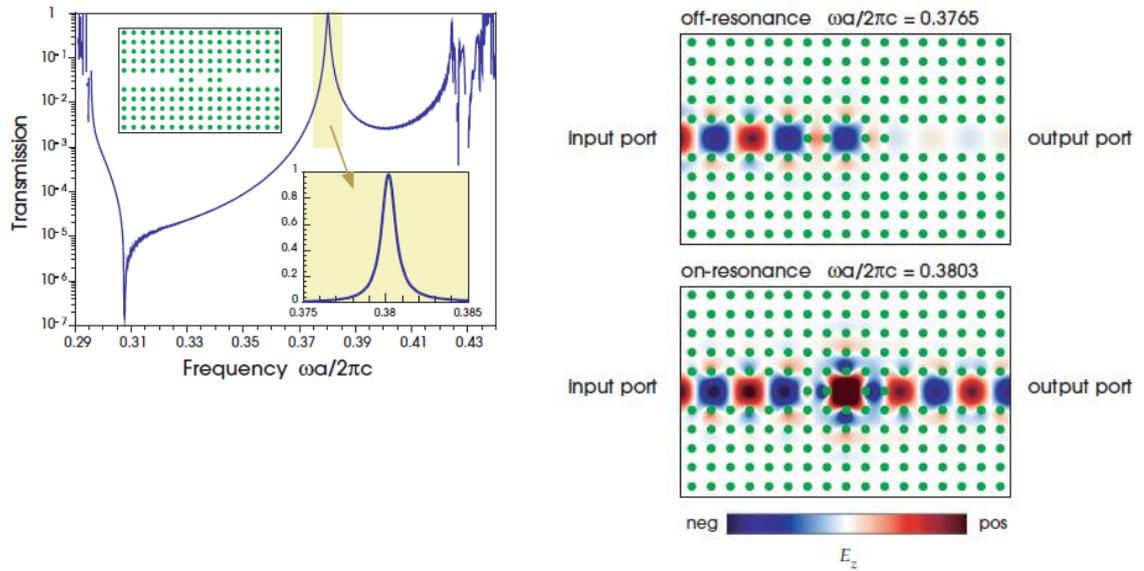


Figura 2.8. Característica de transmissão do filtro (à esquerda) e perfil do campo eletromagnético no filtro (à direita) [2].

2.4. Referências

- [1] E. Yablonovitch, “Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics”, *Physical Review Letters*, v.58, n.20, p.2059-2062 (1987).
- [2] J.D. Joannopoulos, R.D. Meade e J.N. Winn, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, Princenton, Setembro 1995.
- [3] H. S. Sozuer, J. W. Haus, and R. Inguva, “Photonic bands: Convergence problems with the plane-wave method,” *Phys. Rev. B*, v.45, p.13962-13972 (1992).
- [4] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, John Wiley & Sons, 2005.

Ferrites

Ferrite ou ferrita é um material feito de cerâmica com propriedades eletromagnéticas, normalmente utilizado como núcleo de transformadores elétricos. A ferrita tem uma estrutura cristalina cúbica. É comum encontrar este material em rádios de ondas curtas, onde funciona como uma antena, devido à sua propriedade eletromagnética.

A ferrita faz parte de uma classe de compostos químicos com a fórmula AB_2O_4 , onde A e B representam vários metais, dentre os quais o ferro. Estes materiais cerâmicos são usados em aplicações de componentes magnéticos em microeletrônica.

3.1 Propriedades das ferrites magnetizadas

A ferrite magnetizada é modelada por um tensor de permeabilidade magnética. As equações de Maxwell para o meio ferrite devem ser resolvidas conjuntamente com este tensor.

O tensor de permeabilidade é derivado da equação linear de movimento do vetor magnetização, que será estudado no próximo tópico. Na sua forma mais simples, o vetor magnetização fornece o número total de dipolos magnéticos por unidade de volume devido à rotação do elétron na presença de um campo magnético constante.

O movimento do vetor magnetização apresenta uma precessão em torno do campo magnético constante, em uma frequência de precessão natural determinada pelo campo magnético. A direção de precessão depende da direção do campo magnético estacionário. Devido ao amortecimento, a amplitude da precessão é reduzida até a magnetização ficar alinhada com o campo magnético. A precessão, entretanto, pode ser mantida com a superposição de um pequeno campo magnético RF no plano transversal ao do campo magnético estacionário. O tensor permeabilidade magnética pode ser obtido deste simples arranjo. Se a frequência do campo magnético RF coincidir com a frequência natural de precessão, a amplitude da precessão se torna particularmente grande e a energia absorvida do campo magnético RF atinge um ponto máximo.

3.2 Equação de movimento do vetor magnetização

Grande parte da teoria macroscópica da propagação eletromagnética em dispositivos de ferrite parte da equação de movimento do vetor magnetização. A equação do movimento pode ser derivada considerando um dipolo magnético elementar que tem um momento de dipolo $\vec{\mu}$ em um campo magnético estático \vec{H}_0 . Sob circunstância do equilíbrio, o vetor $\vec{\mu}$ do momento de dipolo encontra-se na direção de \vec{H}_0 , que é geralmente considerada como sendo a direção z. Supondo que o dipolo magnético está inclinado por uma força pequena, de modo que faça um ângulo θ com \vec{H}_0 , como mostra a Fig. 3.1, e que o único campo que atua em $\vec{\mu}$ é \vec{H}_0 , o torque exercido em $\vec{\mu}$ é dado por:

$$\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{H}_0 \quad (3.1)$$

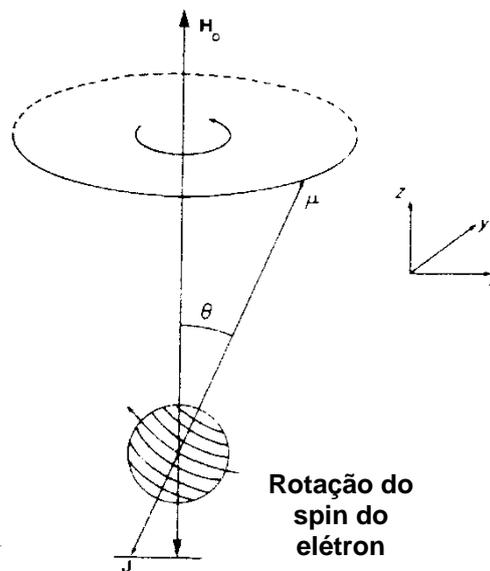


Figura 3.1. Precessão do momento magnético sobre um campo magnético de estática.

Associado ao momento de dipolo $\vec{\mu}$ existe um momento angular \vec{J} , dado por:

$$\vec{\mu} = -\gamma \vec{J} \quad (3.2)$$

onde γ é o raio giromagnético, dado por $2,21 \times 10^5$ (rad/s)/(A/m). Uma vez que o torque é a taxa de variação do momento angular, pode-se escrever (3.2) como:

$$\bar{\tau} = -\frac{1}{\gamma} \frac{d\bar{\mu}}{dt} \quad (3.3)$$

Combinando as equações (3.1) e (3.3), temos a equação do movimento para um único dipolo:

$$\frac{d\bar{\mu}}{dt} = -\gamma(\bar{\mu} \times \bar{H}_0) \quad (3.4)$$

O momento magnético total por unidade de volume é dado por:

$$\bar{M}_0 = N\bar{\mu} \quad (3.5)$$

onde N é o número de spins não balanceados por unidade de volume. A equação (3.4) agora torna-se:

$$\frac{d\bar{M}_0}{dt} = -\gamma(\bar{M}_0 \times \bar{H}_0) \quad (3.6)$$

3.3 Tensor permeabilidade magnética

Quando submetida a um campo magnético estático de polarização H_0 , a ferrite exibe propriedades anisotrópicas, que podem ser descritas por intermédio do tensor permeabilidade magnética. A anisotropia da permeabilidade magnética é responsável pelo comportamento não recíproco dos circuladores de ferrite. As perdas podem ser desprezadas, considerando que o campo de polarização magnética aplicado é forte bastante para que a ferrite esteja na saturação magnética. Sob esta condição, o tensor permeabilidade de uma ferrite magnetizada no sentido positivo do eixo-z é dado por [1],[2]:

$$[\mu_r] = \begin{bmatrix} \mu & -jk & 0 \\ jk & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.7)$$

onde os elementos κ e μ do tensor são dados por:

$$k = \mu_0 \left(\frac{\omega \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) \quad (3.8)$$

$$\mu = \mu_0 \left(1 + \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) \quad (3.9)$$

onde μ_0 é a permeabilidade do espaço livre, ω é a frequência angular, ω_0 é frequência de precessão ou frequência de Larmor do spin do elétron na presença do campo magnético aplicado H_0 ($\omega_0 = \mu_0 \gamma H_0$), ω_m é a frequência de Larmor do elétron na saturação de magnetização da ferrite M_s ($\omega_m = \mu_0 \gamma M_s$) e, finalmente, γ é o raio giromagnético do elétron.

3.4. Referências

- [1] Liao C E Fundamentals of Microwave Techniques (Xi'an: Xidian Press) (in Chinese), 1994.
- [2] Wu R X, Zhang X K, Lin Z F, Chui S T and Xiao J Q. Possible existence of left-handed materials in metallic magnetic thin films. *J. Magn. Magn. Mater.*, 2004.

Circulador

O circulador é um componente passivo não-recíproco, ou seja, um dispositivo cuja operação não é a mesma se a entrada for trocada pela saída. O circulador funciona tomando o feixe proveniente de uma porta e direcionando-o para outra porta, conforme a seguinte sequência: o sinal proveniente da porta 1 é direcionado para a porta 2; o da porta 2 para a porta 3 e assim por diante, dependendo do número de portas do dispositivo. Esses dispositivos têm normalmente 3 ou 4 portas, mas podem ter até 10 portas. A perda de inserção, definida como a perda do dispositivo no sentido de roteamento, é tipicamente de -0,5 dB, enquanto que a isolamento, definida como a perda do dispositivo no sentido inverso, é tipicamente de -20 dB. Os circuladores são construídos normalmente com polarizadores e rotacionadores de Faraday [1].

4.1 Circulador 3-portas clássico

Um circulador 3-portas clássico de micro-ondas é um dispositivo direcional, isto é, que só permite a progressão da energia eletromagnética num determinado sentido, impedindo-a no outro, como ilustrado na Fig. 4.1.

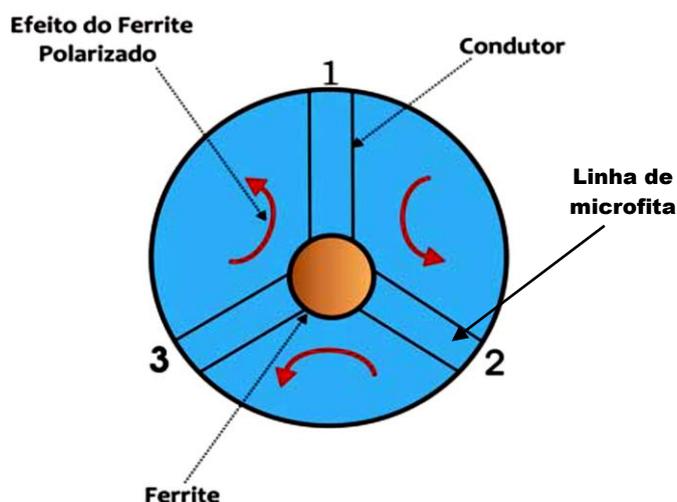


Figura 4.1. Circulador de ferrite de microfita no formato de Y, com três portas formando ângulos de 120°.

Seu formato é de um circulador em Y com três entradas, que formam entre si ângulos de 120° . Essas entradas são ligadas a três cabos coaxiais ou três guias de onda, dependendo da aplicação em questão.

O sinal acoplado à porta 1, por exemplo, é direcionado de forma a emergir na porta seguinte (porta 2), no sentido dos ponteiros do relógio. Esta rotação é o resultado da interação entre os campos magnéticos de RF do sinal de entrada e do campo magnético da ferrite polarizada, que facilita a progressão do sinal da porta 1 para a porta 2 e evita que esse mesmo sinal apareça na porta 3.

A ferrita é utilizada porque se trata de um material não-metálico, mas com propriedades magnéticas semelhantes às do ferro, apresentando uma resistividade tão alta que a torna praticamente um elemento dielétrico.

Tratando-se de um material isolante, as ondas eletromagnéticas podem propagar-se através dela e, quando essas ondas passam através do ferrite, produzem um campo magnético de RF no material, normal à direção de propagação, se o modo de propagação for convenientemente escolhido.

Submetendo-se a um campo magnético constante, criado por um ímã permanente (que é um dos componentes do circulador) haverá um complexo jogo de interações, devido à existência de um movimento de precessão dos eixos de spin dos elétrons (movimento que consiste numa rotação desses eixos semelhante ao do eixo de um pião pouco depois de ser lançado em movimento). Uma combinação adequada dos campos de RF, sua frequência e do campo magnético constante resulta na possibilidade de “rotacionar” a energia eletromagnética de RF. Assim, podemos direcionar o sinal de RF que entra no circulador através da porta 1, com determinada frequência, para a porta 2, impedindo que o mesmo apareça na porta 3.

Haverá sempre, na prática, uma determinada perda de inserção entre as portas 1 e 2, que se situa entre os -0,2 e -0,5 dB e, tal como seria de esperar, também existirá sempre alguma energia, embora diminuta, que aparecerá na porta 3.

De igual modo, um sinal de RF que entre na porta 2 sairá pela porta 3 e um sinal que entre pela porta 3 sairá pela porta 1.

É também evidente que, assim como existem circuladores que direcionam a energia no sentido dos ponteiros do relógio (horário), existem aqueles que a direcionam no sentido contrário (anti-horário). O sentido da rotação depende da polarização do ímã permanente.

4.1.1 – Aplicação dos circuladores

Um circulador óptico é utilizado em sistemas de comunicações. Sua principal aplicação é em sistemas que necessitem de um elemento para proteger uma fonte de reflexões indesejáveis, por exemplo, um laser. Por esta razão, sua utilização é preferível em algumas montagens experimentais para sensoriamento óptico. Também pode ser usado para separar a luz no sentido propagante do sentido contrário em um sistema óptico. Pode-se dizer que um circulador é um circuito óptico com n -portas. Para nossos propósitos, interessa o funcionamento do circulador de três portas.

Existem circuladores de VHF, UHF, micro-ondas e frequências de luz, sendo este último utilizado em redes de fibra óptica. Existem duas classes principais de circuladores: Circuladores de 4-portas, dispositivos que apresentam guias de ondas de materiais magnéticos, baseados na rotação de Faraday [2], e circuladores de 3-portas ou “junção-Y” baseados no cancelamento de propagação das ondas ao longo de dois caminhos diferentes, na presença de um material magnetizado.

Circuladores de radiofrequência (RF) são materiais compostos de ferrite magnetizada. Um ímã permanente produz um fluxo magnético através do dispositivo para guiar ondas eletromagnéticas.

A Fig. 4.2 mostra um circulador de guia de onda metálico clássico de 3-portas, operando na faixa de micro-ondas, sendo alimentado pela porta 1.

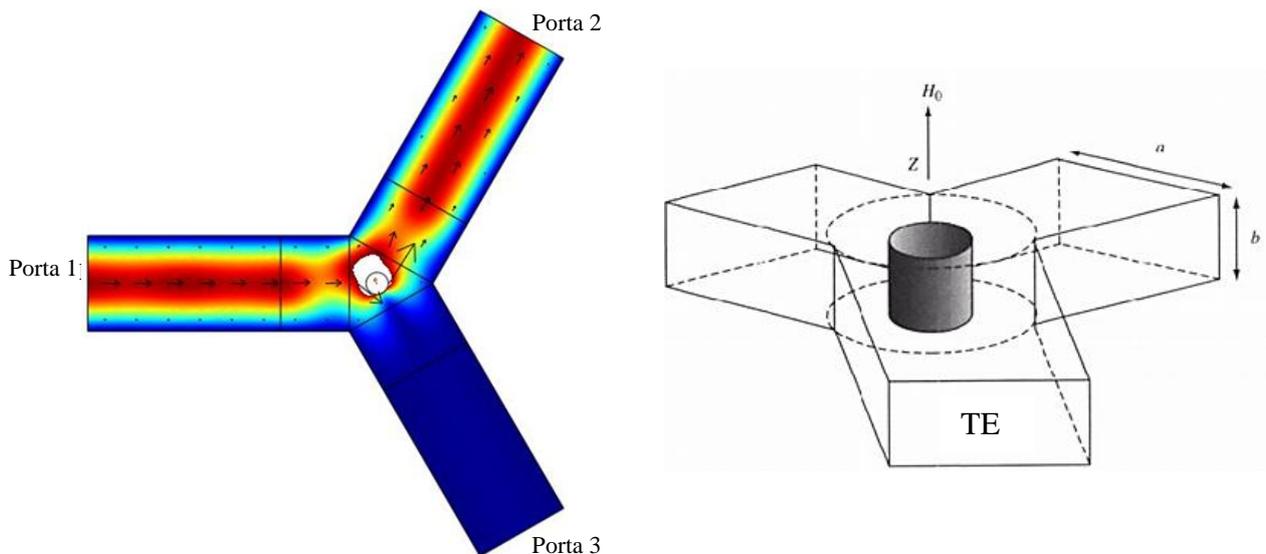


Figura. 4.2. Circulador clássico de três portas, operando na faixa de micro-ondas.

Apresenta-se, na Fig. 4.3, os parâmetros-s do circulator. Observa-se que ocorre um ponto de ressonância para a frequência de 10 GHz, onde o coeficiente de reflexão na porta 1 é menor que -35 dB, para a transmissão para a porta 2 o coeficiente é próximo de 0 dB e para a porta 3 de -35dB. Estes valores mostram que o circulator se comporta como desejado.

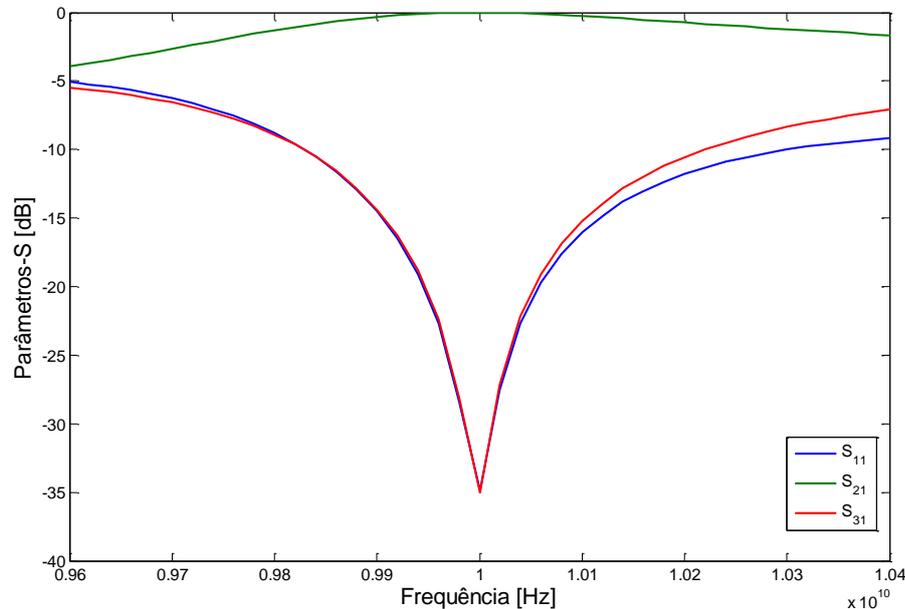


Figura 4.3. Parâmetros-s para um circulator de 3-portas clássico operando em frequências de micro-ondas.

4.2 – Matriz de Espalhamento ou Matriz dos Parâmetros-s

Para se caracterizar dispositivos de duas ou mais portas, projetados para trabalharem em altas frequências, é utilizada a matriz de espalhamento – matriz dos parâmetros-s. A matriz dos parâmetros-s descreve as intensidades relativas da radiação incidente e refletida em cada porta do dispositivo.

Para determinar os parâmetros da matriz de espalhamento, faz-se incidir uma forma de onda no dispositivo e medem-se as formas de onda resultantes que o dispositivo reflete e transmite. Através dos parâmetros-s pode-se determinar as formas de onda na saída através da equação matricial dada por:

$$\begin{bmatrix} V_1^- \\ V_2^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1^+ \\ V_2^+ \end{bmatrix} \quad (4.11)$$

onde V_1^+ , V_2^+ , V_1^- e V_2^- representam as ondas eletromagnéticas chegando e saindo das portas 1 e 2, respectivamente.

Considerando-se o dispositivo de duas portas mostrado na Fig. 4.4, o parâmetro s_{11} descreve a relação entre o sinal refletido V_1^- e incidente V_1^+ na porta 1: $s_{11} = V_1^- / V_1^+$. De forma similar, s_{22} representa a mesma relação para a porta 2.

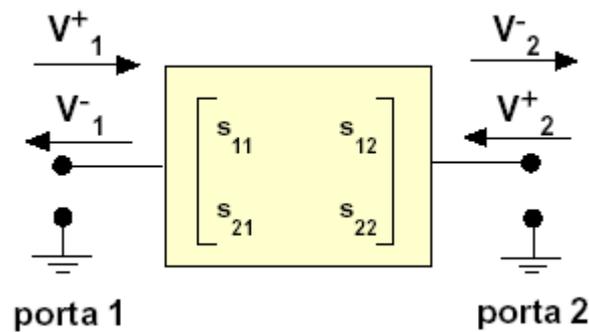


Figura 4.4. Parâmetros-s em um dispositivo de duas portas. V_1^+ , V_2^+ , V_1^- e V_2^- representam as ondas eletromagnéticas chegando e saindo das portas 1 e 2, respectivamente.

Os parâmetros-s restantes, s_{21} e s_{12} , descrevem a relação entre o sinal incidente em uma porta e o transmitido por outra: $s_{12} = V_1^- / V_2^+$ (isto é, sinal transmitido pela porta 1 dividido pelo sinal incidente pela porta 2), e $s_{21} = V_2^- / V_1^+$ (sinal transmitido pela porta 2 dividido pelo sinal incidente na porta 1).

4.2.1 Propriedades da matriz de espalhamento

As principais propriedades da matriz espalhamento são [3]:

- Qualquer elemento da matriz $[S]$ representa uma função de transferência. Assim, s_{ij} para $i \neq j$ representa a função de transferência da porta j para a porta i , $s_{i \leftarrow j}$. Se $i=j$, então s_{ii} é a reflexão intrínseca na porta i ;
- A matriz $[S]$ de um dispositivo com N portas possui N^2 componentes complexos;
- Se a rede for recíproca, as características de transmissão da porta j para a porta i são idênticas às da porta i para a porta j . Assim, $s_{ij} = s_{ji}$ para $i \neq j$ e $S = S^T$. Esta propriedade não se aplica para redes não recíprocas;

- Em um circuito passivo e sem perdas, a soma das potências associadas às ondas incidentes (para dentro da rede) é igual à soma das potências associadas às ondas emergentes (para fora da rede). Assim,

$$\sum_{i=1}^N |a_i|^2 = \sum_{i=1}^N |b_i|^2, \quad (4.2)$$

e $I - S^T S^* = 0$, onde I , é a matriz identidade e o símbolo * representa a matriz complexa conjugada;

- Em uma rede que dissipa energia, a soma das potências associadas às ondas emergentes (para fora da rede) é menor do que a soma das potências associadas às ondas incidentes (para dentro da rede). Assim,

$$\sum_{i=1}^N |b_i|^2 < \sum_{i=1}^N |a_i|^2 \quad (4.3)$$

e $I - S^T S^* > 0$.

4.2.2 Propriedades dos grupos de simetria para circuladores 3-portas

Na teoria dos grupos finitos é definida uma operação chamada de substituição cíclica. Esta operação é normalmente realizada através de uma sequência de letras ou números. Por exemplo, a operação de substituição cíclica (abc) significa que a é substituída por b , b por c e c por a . Por exemplo, se essa operação é executada na sequência (bac) o resultado é

$$(abc) \rightarrow bac = cab \quad (4.4)$$

Um circulator pode ser definido como um dispositivo cuja matriz de espalhamento opera sobre as ondas incidentes, de modo a produzir o mesmo resultado que a operação de uma substituição cíclica na incidência da tensão.

A matriz de espalhamento \bar{S} de uma junção simétrica deve satisfazer um conjunto de relações de comutação, representadas por:

$$\overline{FS} = \overline{SF} \quad (4.5)$$

que determinam as restrições impostas sobre \bar{S} pela simetria da junção, onde \bar{F} é um operador de simetria.

O problema de encontrar todas as simetrias de \bar{S} se reduz a encontrar todos os operadores de simetria que o comutam. Tendo um circulator de 3-portas, os operadores são:

$$\bar{F}_1 = \bar{S}_0 = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (4.6)$$

$$\bar{F}_2 = \bar{S}_0^2 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (4.7)$$

$$\bar{F}_3 = \bar{S}_0^3 = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4.8)$$

onde \bar{S}_0 é a matriz de espalhamento de um circulator ideal representado pela substituição cíclica (1,2,3).

Os operadores \bar{F} listados acima devem incluir uma lista completa das simetrias do circulator de 3-portas, exceto pelo fato de que \bar{F} seja negativo, que são permitidos, e devem satisfazer o seguinte grupo:

$$F_1, F_2, I, -F_2, -I, -F_1 \quad (4.9)$$

Se uma estrutura possui uma simetria que não consta neste grupo, este não pode ser considerado um circulator.

Para a junção de 3-portas, a forma mais geral da matriz de espalhamento é:

$$\bar{S} = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{13} \\ s_{21} & s_{22} & s_{23} \\ s_{31} & s_{32} & s_{33} \end{bmatrix} \quad (4.10)$$

Aplicando a relação de comutação (4.5) para $\bar{F} = \bar{F}_1$ obtém-se a seguinte igualdade:

$$\begin{bmatrix} s_{21} & s_{22} & s_{23} \\ s_{31} & s_{32} & s_{33} \\ s_{11} & s_{12} & s_{13} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_{13} & s_{11} & s_{12} \\ s_{23} & s_{21} & s_{22} \\ s_{33} & s_{31} & s_{32} \end{bmatrix} \quad (4.11)$$

a qual somente é possível se

$$\begin{aligned} s_{11} &= s_{22} = s_{33} \\ s_{12} &= s_{23} = s_{31} \\ s_{13} &= s_{32} = s_{21} \end{aligned} \quad (4.12)$$

Assim, a forma geral para a matriz de espalhamento de um circulator de 3-portas é:

$$\bar{S} = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{13} \\ s_{13} & s_{11} & s_{12} \\ s_{12} & s_{13} & s_{11} \end{bmatrix} \quad (4.13)$$

Aplicando-se a relação de comutação $\bar{F}_2 \bar{S} = \bar{S} \bar{F}_2$ produz-se um resultado semelhante.

4.2.3 – Autovalores da matriz de espalhamento

A relação entre a matriz de espalhamento e os seus autovalores pode ser obtida a partir da equação de autovalores, dada por:

$$\bar{S} \bar{U}_n = s_n \bar{U}_n \quad (4.14)$$

onde \bar{U}_n é um autovetor e s_n é um autovalor. Através da comparação com a matriz de espalhamento das ondas incidentes e ondas refletidas, pode-se ver que \bar{U}_n representa uma possível excitação na junção e s_n representa um coeficiente de reflexão medido em qualquer plano do terminal equação (4.14) tem um valor para \bar{U}_n não nulos, dado por:

$$\det|\bar{S} - s_n \bar{I}| = 0 \quad (4.15)$$

onde \bar{I} é a matriz identidade.

A equação (4.15) é conhecida como equação característica. O determinante dado pela última equação é um polinômio de grau m . As m raízes desta equação são os m autovalores de \bar{S} , alguns dos quais podem ser iguais (degenerados). Para uma junção sem perdas, essas raízes se encontram em um plano complexo com amplitude unitária. Esses autovalores podem ser obtidos quando os coeficientes da matriz de dispersão são apresentados.

A matriz \bar{S} para uma junção de 3-portas, sem transmissão entre as três portas é dada por:

$$\bar{S} = \begin{bmatrix} s_{11} & 0 & 0 \\ 0 & s_{11} & 0 \\ 0 & 0 & s_{11} \end{bmatrix} \quad (4.16)$$

onde s_{11} tem amplitude unitária, porque há reflexão total em cada porta. Os terminais em que $s_{11} = -1$ aparecem como curto-circuito nas linhas de transmissão, e aqueles onde $s_{11} = 1$ aparecem como linhas de transmissão de circuito aberto.

A equação característica para a matriz é:

$$(s_{11} - s_n)^3 = 0 \quad (4.17)$$

O resultado para $s_{11} = -1$ é

$$s_0 = s_{+1} = s_{-1} = -1 \quad (4.18)$$

Os autovalores acima se encontram em um círculo de amplitude unitária, segundo as indicações da Fig. 4.5.

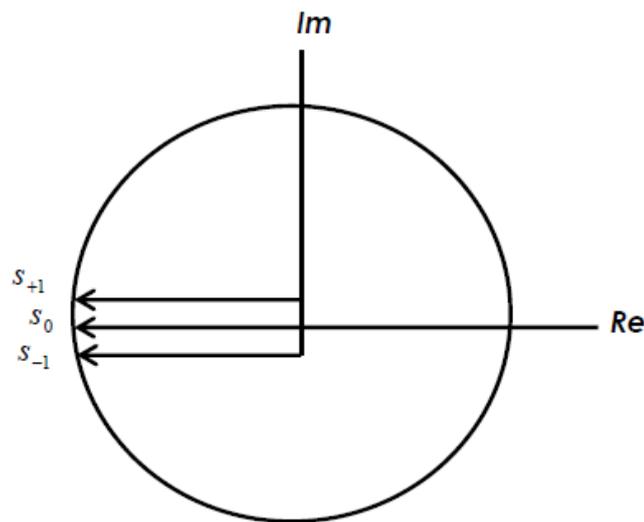


Figura 4.5. Diagrama de uma junção de 3-portas com uma matriz de espalhamento com amplitude unitária.

Para a junção de 3-portas recíproca a matriz de espalhamento é dada por:

$$\bar{S} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{12} \\ S_{12} & S_{11} & S_{12} \\ S_{12} & S_{12} & S_{11} \end{bmatrix} \quad (4.19)$$

A equação característica da matriz é

$$(s_{11} - s_n)^3 - 3(s_{11} - s_n)s_{12}^2 + 2s_{12}^3 = 0 \quad (4.20)$$

Os três autovalores são:

$$s_0 = s_{11} + 2s_{12} \quad (4.21)$$

$$s_{+1} = s_{-1} = s_{11} - s_{12} \quad (4.22)$$

Este resultado indica que dois dos autovalores na junção recíproca de 3-portas são degenerados.

As entradas da matriz \bar{S} também podem ser escritas em termos dos autovalores, com a ajuda das duas equações:

$$s_{11} = \frac{s_0 + 2s_{+1}}{3} \quad (4.23)$$

$$s_{12} = \frac{s_0 - s_{+1}}{3} \quad (4.24)$$

Observa-se de (4.23) que o coeficiente de reflexão s_{11} tem valor mínimo igual a $(1/3)$, desde que

$$s_{+1} = -s_0 \quad (4.25)$$

A equação (4.24) indica que, para que o coeficiente s_{11} possua um valor mínimo, o coeficiente s_{12} deve apresentar um valor máximo. O diagrama de autovalores é apresentado na Fig. 4.6.

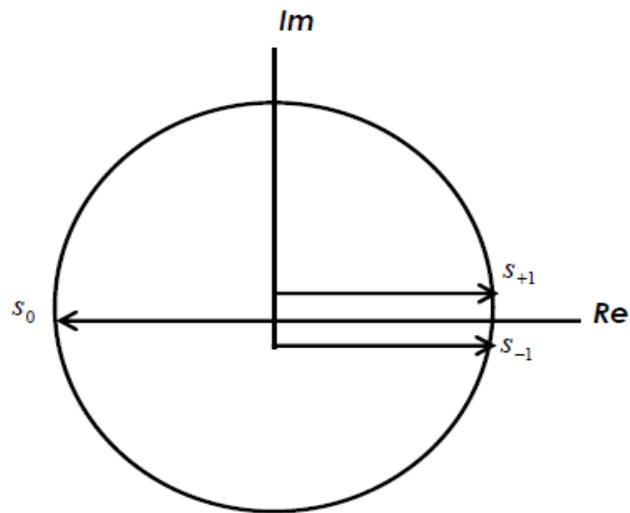


Figura 4.6. Diagrama de autovalores da junção recíproca de 3-portas para transmissão máxima.

A matriz \bar{S} para um circulator ideal é igual a:

$$\bar{S} = \begin{bmatrix} 0 & s_{12} & 0 \\ 0 & 0 & s_{12} \\ s_{12} & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (4.26)$$

onde s_{12} tem amplitude unitária.

A equação característica da matriz é:

$$-s_n^3 + s_{12}^3 = 0 \quad (4.27)$$

Para o circulator com $s_{12} = -1$ o resultado é:

$$s_n = -e^{-j2\pi n/3} \quad (4.28)$$

o que resulta em:

$$\begin{aligned}
 S_0 &= -1 \\
 s_{+1} &= s_0 e^{-j2\pi/3} \\
 s_{-1} &= s_0 e^{j2\pi/3}
 \end{aligned}
 \tag{4.29}$$

Os autovalores para o circulator ideal são ilustrados na Fig 4.7.

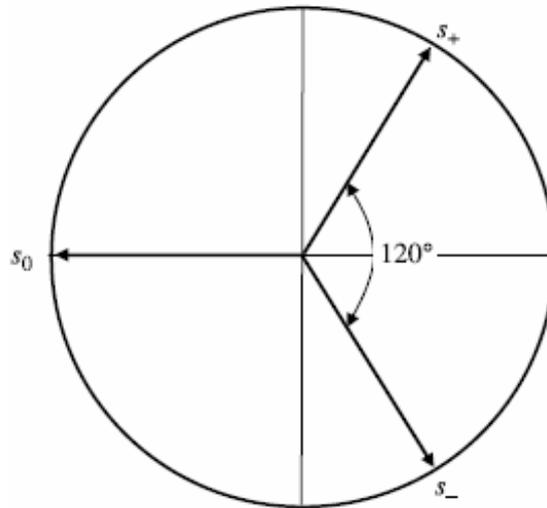


Figura 4.7. Diagrama de autovalores de um circulator ideal com 3-portas.

A equação característica para um circulator ideal com m -portas é:

$$-s_n^m + s_{12}^m = 0
 \tag{4.30}$$

O resultado desta equação é dado por:

$$s_n = s_0 e^{-j2\pi n/m}
 \tag{4.31}$$

onde

$$n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, m/2
 \tag{4.32}$$

De acordo com os autovalores dados pela equação (4.31), o processo de síntese consiste em ajustar as fases de $(m-1)$ autovalores no círculo unitário e, portanto, requer $(m-1)$ variáveis físicas independentes.

4.3 - Síntese das junções simétricas

Um método de sintetizar junções simétricas consiste em ajustar os autovalores da matriz de espalhamento através de perturbações simétricas da junção, até que os coeficientes de espalhamento exigidos estejam satisfeitos. No caso do circulador de m -portas, os autovalores devem ser ajustados até que coincidam com aqueles de um circulador ideal [1].

O procedimento de síntese consiste então em ajustar as fases de $(m-1)$ dos autovalores, uma de cada vez por perturbação simétrica da junção, até que os coeficientes da matriz de espalhamento apropriada a cada arranjo exigido do autovalor estejam obtidos. A finalidade desta seção é mostrar uma forma sistemática de como isso pode ser feito. Neste ajuste é necessário conhecer as posições iniciais e finais dos autovalores no plano complexo. A posição final dos autovalores é encontrada na matriz de espalhamento de um circulador ideal [1].

4.4 – Ajuste da circulação para o circulador de 3-portas

O ajuste é realizado pela rotação no plano complexo de cada um dos autovalores até que coincidam com aqueles da matriz de espalhamento de um circulador ideal. As relações entre os coeficientes de espalhamento e os autovalores são:

$$3s_{11} = s_0 + s_{+1} + s_{-1} \quad (4.33)$$

$$3s_{12} = s_0 + s_{+1}e^{j2\pi/3} + s_{-1}e^{-j2\pi/3} \quad (4.34)$$

$$3s_{13} = s_0 + s_{+1}e^{-j2\pi/3} + s_{-1}e^{j2\pi/3} \quad (4.35)$$

Se o procedimento de ajuste deve ser feito somente nos termos do coeficiente de reflexão s_{11} , não é necessário que \bar{S} seja diagonalizada. Logo, s_{11} pode ser obtido simplesmente igualando a matriz de espalhamento com a soma dos autovalores.

Se todos os campos eletromagnéticos são não-ressonantes os coeficientes de espalhamento são:

$$s_{11} = -1 \quad (4.36)$$

e

$$s_{12} = s_{13} = 0 \quad (4.37)$$

Os autovalores correspondentes a esses coeficientes de espalhamento são:

$$s_0 = s_{+1} = s_{-1} = -1 \quad (4.38)$$

Desta forma, todos os autovalores se unem no círculo unitário (Fig. 4.8a).

O ajuste da primeira circulação já é obtido pela rotação do par degenerado de autovalores através de 180° no círculo unitário (Fig. 4.8b). Então

$$s_0 = -1 \quad (4.39)$$

$$s_{+1} = s_{-1} = -s_0 \quad (4.40)$$

Substituindo os autovalores acima em (4.33) à (4.35) obtemos os seguintes coeficientes de espalhamento:

$$s_{11} = 1/3 \quad (4.41)$$

$$s_{12} = s_{13} = -2/3 \quad (4.42)$$

A segunda condição da circulação é obtida dividindo-se os autovalores degenerados da matriz de espalhamento, magnetizando a junção até que coincidam com os autovalores de um circulador ideal. Este arranjo de autovalores é mostrado na Fig. 4.9.

$$s_0 = -1 \quad (4.43)$$

$$s_{+1} = s_0 e^{-j2\pi/3} \quad (4.44)$$

$$s_{-1} = s_0 e^{j2\pi/3} \quad (4.45)$$

Agora, os coeficientes da matriz de espalhamento são:

$$S_{11} = S_{13} = 0 \quad (4.46)$$

$$S_{12} = -1 \quad (4.47)$$

que por sua coincide com os de um circulator ideal.

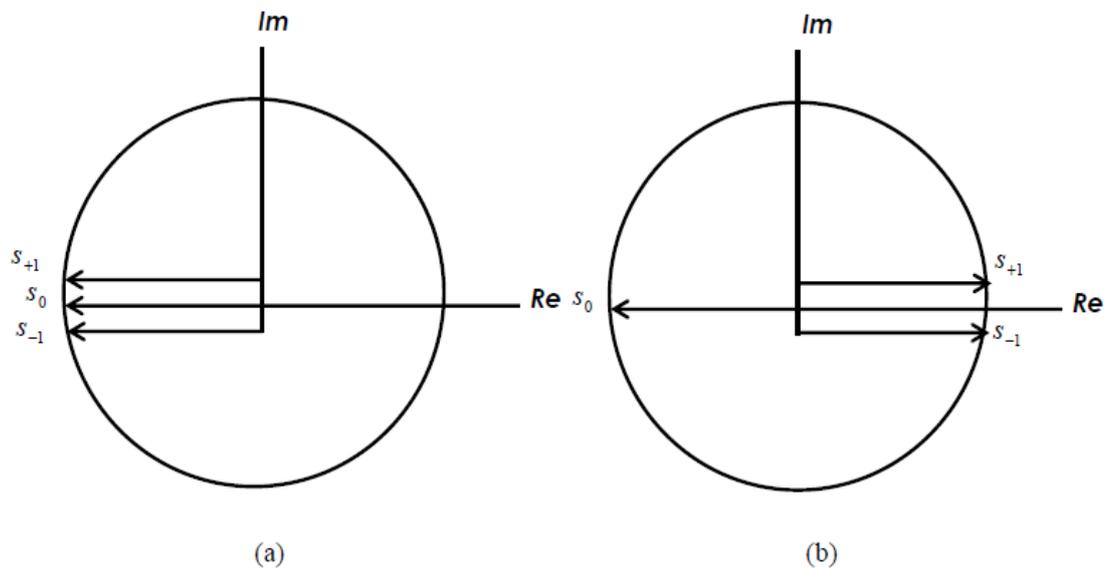


Figura 4.8. (a) Os autovalores se unem no círculo unitário. (b) Autovalores após ajuste da primeira circulação na junção de 3-portas.

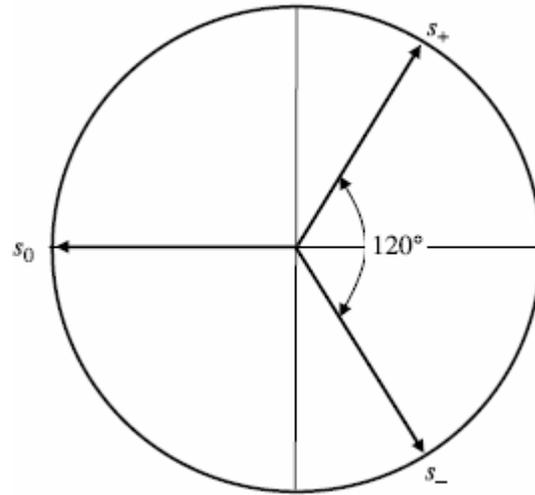


Figura 4.9. Autovalores após ajuste da segunda circulação da junção de 3-portas (circulador ideal).

4.5 – Referências

- [1] J. Helszajn, *Nonreciprocal Microwave Junctions and Circulators*, John Wiley & Sons, 1975.
- [2] David, M. P. *Microwave Engineering*, Second Edition, John Wiley & Sons Inc. 1998.
- [3] C.G. Montgomery, R.H. Dicke, and E.M. Purcell, *Principles of Microwave Circuits*, McGraw-Hill, New York, 1948.

Métodos numéricos utilizados

Neste capítulo, são apresentados de forma sucinta os diversos métodos utilizados para analisar os cristais fotônicos, bem como uma revisão dos fundamentos do método dos elementos finitos, explicando o porquê do mesmo ter sido selecionado, dentre outros métodos, para as simulações feitas neste trabalho.

5.1 – Modelagem teórica dos cristais fotônicos

A estrutura de banda de um cristal fotônico define suas propriedades ópticas. Consequentemente, o processo para determinar esta estrutura transformou-se em objeto de ampla investigação. Um aspecto interessante é que a modelagem desta estrutura permite alcançar considerável grau de eficiência no confinamento, controle e roteamento da propagação eletromagnética. Além disso, os cristais fotônicos podem ser projetados com propriedades desejadas para aplicações específicas [1].

Desde a década de 90, vários métodos têm sido propostos para analisar os cristais fotônicos. Estes métodos estão divididos em duas grandes categorias: os métodos no domínio da frequência e os métodos no domínio do tempo.

5.1.1 – Domínio da Frequência

Técnicas no domínio da frequência são aquelas em que a equação dos autovalores dos fótons é resolvida para se obter os estados permitidos dos fótons e suas energias. A vantagem fornecida através deste método é a obtenção direta da estrutura de banda do cristal. Dentre os vários métodos destacamos o método de expansão em ondas planas (PWEM – *Plane Wave Expansion Method*) [2-5] e o método da matriz de transferência (TMM – *Transfer Matrix Method*) [6-8]. Outros métodos são uma combinação da (a) discretização das equações de Maxwell por elementos finitos com a transformada rápida de Fourier preconditionada acoplada a um algoritmo de condicionamento da iteração do subespaço para encontrar os autovalores [9]-[10] e (b) do Método Korringa-Kohn-Rostoker (KKR), que foi aplicado ao cálculo das estruturas de bandas de frequência dos campos eletromagnéticos e elásticos com relação aos cristais fotônicos [11-14]. O método KKR foi introduzido em 1947 por Korringa e

em 1954 por Kohn e Rostoker. Uma característica deste método é o uso da teoria de dispersão múltipla para resolver a equação de Schrödinger. Desta maneira, o problema é dividido em duas partes. Primeiramente, resolve-se o problema da dispersão de um único potencial no espaço livre. A seguir, resolve-se o problema da dispersão múltipla, exigindo que a onda incidente a cada centro da dispersão deve ser a soma das ondas que partem dos centros restantes. O método foi usado para o estudo de estruturas magnéticas não colineares, de relaxamento da rede, de efeitos relativísticos e de propriedades de transportes dos sólidos, com sucesso considerável.

5.1.2. Domínio do Tempo

Técnicas no domínio do tempo calculam a evolução temporal do campo eletromagnético através do cristal. A estrutura de banda é calculada pela transformada de Fourier do campo dependente do tempo no domínio da frequência. Constitui-se em um método bastante flexível, pois é baseado na solução direta das equações de Maxwell, sem que seja necessária a obtenção de uma equação de onda específica para o campo elétrico ou magnético. Além disto, o método torna possível a obtenção de diversos parâmetros eletromagnéticos, tais como espectros de reflexão e transmissão, por meio de uma única simulação. Um método amplamente utilizado é o método das diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD – Finite Difference Time Domain) [15-17]. A desvantagem deste método é a dificuldade de modelar situações nas quais o domínio deixa de ser retangular ou quando precisa-se refinar a malha em determinadas regiões, já que esse processo demanda muito trabalho e esforço computacional (fazendo-se necessário o uso de paralelismo), sob o risco de ocorrência de instabilidades [18]-[19]. Outros trabalhos foram publicados propondo estudo apenas da envoltória usando diferenças finitas (FD – Finite Difference) [15], [16], com o qual o passo temporal podia ser muito maior. Recentemente, o método dos elementos finitos (FEM – Finite Element Method) foi aplicado no domínio do tempo [20-25]. O uso do FEM despertou enorme interesse devido às grandes vantagens, tais como um menor tempo computacional, que o método possui em relação à abordagem dos problemas.

5.2 – Método dos Elementos Finitos

O método dos elementos finitos [21], [26-29] é um método numérico utilizado na resolução de equações diferenciais parciais em domínios finitos. Através de uma discretização dos domínios originais contínuos dos problemas físicos, obtêm-se sistemas de equações lineares que, em geral, são esparsos e de fácil resolução – estas últimas podem ser encontradas utilizando-se técnicas eficientes. É um método preciso e flexível, pois permite analisar estruturas com domínios arbitrários (em particular, geometrias curvas). Além disso, como o método gera matrizes esparsas que são resolvidas de maneira eficiente, há otimização dos recursos computacionais, pois o esforço computacional e o tempo de processamento são diminuídos [21].

O processo de discretização de um meio pode ser realizado a partir de uma malha uniforme ou de uma malha adaptativa, conforme mostra a Fig. 5.1, sendo que, na malha adaptativa, o meio pode ter formas variadas, em particular, geometrias curvas.

Uma das principais características deste método é sua versatilidade na análise de estruturas com geometrias complexas, ou seja, o FEM pode ser utilizado em domínios com características não-homogêneas e de formatos irregulares. Assim, por exemplo, em regiões onde existe muita variação e/ou alta intensidade do campo eletromagnético, usa-se malhas mais refinadas do que em outras regiões onde a variação do campo e/ou a intensidade é menor. Esta situação é em geral difícil ou às vezes impossível de ser tratada eficientemente com outros métodos, como por exemplo, o método das diferenças finitas.

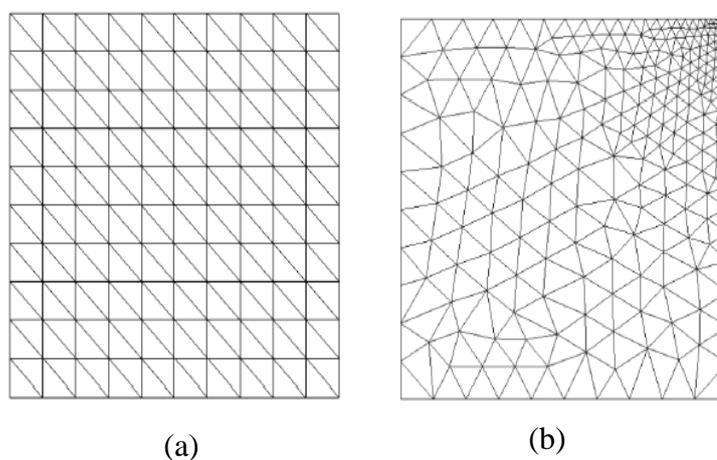


Figura 5.1. Exemplos de discretização, (a) malha uniforme e (b) malha adaptativa.

O primeiro passo no FEM consiste em se dividir o domínio em elementos bidimensionais. São utilizados elementos triangulares como os da Fig. 5.2. Para esta divisão, não deve existir superposição nem buracos entre elementos e estes podem se conectar apenas pelos vértices, não podendo haver conexão entre um vértice de um elemento e um lado de outro. Além disso, devemos evitar elementos com ângulos internos pequenos, pois o erro é inversamente proporcional ao seno dos ângulos internos [21].

Uma vez discretizado o domínio, devemos aproximar a função desconhecida dentro de cada elemento. A partir daí, o método gera as matrizes esparsas cujas soluções numéricas são encontradas.

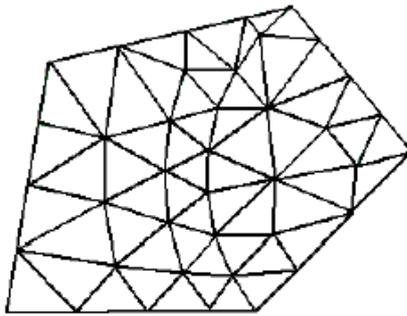


Figura 5.2. Divisão do domínio em elementos triangulares no FEM para o caso bidimensional.

5.3 – Análise de guias de ondas em estruturas cristalinas bidimensionais por elementos finitos

Guias de onda fotônicos em duas dimensões são formados pela inserção de um defeito linear ao longo do arranjo cristalino 2D. Este defeito pode ser, por exemplo, a remoção de uma ou mais linhas de colunas dielétricas, como pode ser visto na Fig. 5.3. Podemos observar também, nesta figura, uma região delimitada que constitui a célula unitária utilizada nas simulações, para os cálculos do modo e autovalores via elementos finitos [21].

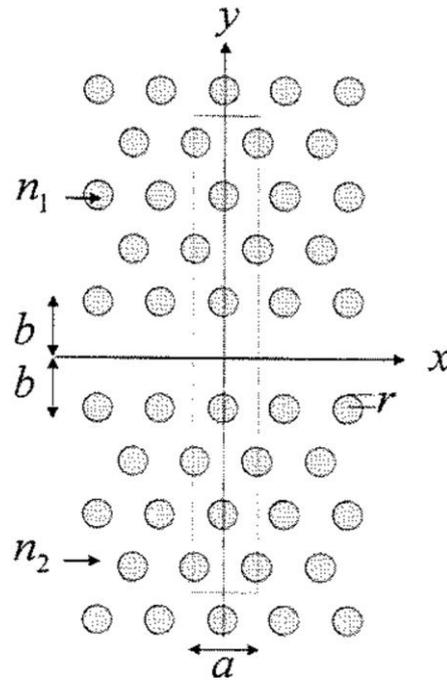


Figura 5.3. Guia de onda em cristal fotônico bidimensional, constituído de colunas dielétricas cercadas por ar, de estrutura hexagonal, onde a é o período da rede, r o raio das colunas, n_1 é o índice de refração das colunas dielétricas, n_2 o índice de refração do ar e b a distância entre o eixo x e o centro das colunas.

5.4 – Método numérico e *software* COMSOL Multiphysics^(TM)

Dois métodos numéricos são amplamente utilizados em problemas de eletromagnetismo envolvendo equações diferenciais parciais, o método das diferenças finitas e o método dos elementos finitos, sendo este último um dos métodos mais precisos e flexíveis, pois permite analisar estruturas com domínios arbitrários (em particular, geometrias curvas). Devido a isto, foi escolhido o *software* COMSOL MULTIPHYSICS^(TM), que utiliza o método dos elementos finitos.

Foram realizadas simulações para o modelo do circulador, guias de ondas e o cálculo do diagrama de bandas utilizando o *software* COMSOL MULTIPHYSICS^(TM), versão 3.4. As configurações de *hardware* utilizados foram as seguintes: Intel Core 2 Duo, memória RAM de 2 GB/ 2,66 GHz.

O COMSOL contém ferramentas CAD para cada área de atuação chamadas de módulos, no qual a discretização da estrutura e a escolha das condições de contorno podem ser feitas de forma automática ou manual. Os resultados obtidos neste *software* podem ser

convertidos para linguagem de programação em MATLAB ou salvos em ASCII, para serem utilizados em outros softwares.

Os modelos geométricos deste trabalho criados no COMSOL passaram pelas seguintes etapas:

- Descrição geométrica da região de interesse;
- Definição dos parâmetros físicos da estrutura e condições de contorno que regem o problema;
- Geração de uma malha de elementos (discretização) e;
- Pós-processamento de resultados para visualização.

5.5 – Referências

- [1] K. Inoue and K. Ohtaka, *Photonic Crystals: Physics, Fabrications and Applications*, New York: Springer Verlag, 2004
- [2] J.D. Joannopoulos, R.D. Meade e J.N. Winn, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, Princenton, Setembro 1995.
- [3] H. S. Sozuer, J. W. Haus, and R. Inguva, “Photonic bands: Convergence problems with the plane-wave method,” *Phys. Rev. B*, v.45, p.13962-13972 (1992).
- [4] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, and J. D. Joannopoulos, Photonic bound states in periodic dielectric materials, *Phys. Rev. B*, v.44, p.13772 – 13774, 1991.
- [5] K. M. Ho, C. T. Chan and C. M. Soukoulis, “Existence of a Photonic Gap in Periodic.
- [6] J. Yonekura, M. Ikeda e T. Baba, “Analysis of finite 2-D photonic crystals of columns and lightwave devices using the scattering matrix method”, *Journal of lightwave technology*, v. 17, n. 8, p. 1500-1508, agosto 1999.
- [7] J. B. Pendry, “Calculating photonic band structure”, *Journal of Physics: Condensed Matter*, v.8, p. 1085-1108, 1996.
- [8] J. B. Pendry and A. MackKinnon, “Calculation of Photon Dispersion elations”, *Phys. Rev. Lett.*, v.69, p.2772-2775. 1992.
- [9] D.C. Dobson, An Efficient Method for Band Structure Calculations in 2D Photonic Crystals. *J. Comput. Phys.*, v.149, p. 363-376, 1999.
- [10] D.C. Dobson, J. Gopalakrishnan, and J. E. Pasciak. An Efficient Method for Band Structure Calculations in 3D Photonic Crystals. *J. Comput. Phys.*, v.161, p. 668-679, 2000.
- [11] X. Wang, X. G. Zhang, Q. Yu, and B. N. Harmon “Multiple-Scattering Theory for Eletromagnetic Wave, *Phyisc. Rev. B*, v.47, p.4161-4167, 1993.
- [12] K. Ohtaka, “Energy Band of Photons and Low-Energy Photon Diffraction”. *Phys. Rev. B*, v.19, p.5057-5067, 1979.
- [13] W. Lamb, D. M. Wood, and N. W. Ashcrofe, “Long-Wave length Eletromagnetic propagation in Heterogeneous Media”, *Phys. Rev. B*, v.21, p.2248-2266, 1980.

- [14] R. G. Newton, “Korringa-Kohn-Rostoker Spectral-Band Theory for General Potentials”, *Phys. Rev. Lett.*, v.65, p.2031-2034, 1990.
- [15] R.Y. Chan e J.M. Liu, “Time-domain wave propagation in optical structure”, *IEE Photonics Technology letters*, v. 6, n. 8, p. 1001-1003, agosto 1994.
- [16] P. L. Liu, Q. Zhao and F.S. Choa, “Slow-wave finite-difference beam propagation method”, *IEEE Photonics Technology letters*, v. 7, n. 8, p. 890-892, agosto 1995.
- [17] G. H. Jin, J. Harari, J. P. Vilcot and D. Decoster, “An improved time domain beam propagation method for integrated optics components”, *Photonics Technology letters*, v. 9, n. 3, p. 348-350, março 1997.
- [18] P. Thomas and T. Weiland, “Numerical stability of finite-difference time domain methods”, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, v. 34, n. 5, p. 2740-2743, setembro 1998.
- [19] Y. Lu and C.Y. Shen, “A domain decomposition finite-difference method for parallel numerical implementation of time domain-dependent Maxwell’s equations”, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, v. 45, n. 3, p. 556-562, março 1997.
- [20] Vitaly F. R. Esquerre, “Modelagem de Estruturas Fotônicas por Elementos Finitos 2D no Domínio do Tempo”, Tese de doutorado, FEEC/Unicamp, Campinas (2003).
- [21] Sadiku, M.N.O., *Elementos de Eletromagnetismo*, 3ª edição, Ed. Bookman, 2004.
- [22] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, and J. D. Joannopoulos, Photonic bound states in periodic dielectric materials, *Phys. Rev. B*, v.44, p.13772 – 13774, 1991.
- [23] D. R. Lynch and K. D. Paulsen, “Time-domain integration of the Maxwell equations on finite elements”, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, v. 38, p. 1933-1942, dezembro 1990.
- [24] D. C. Dibben and R. Metaxas, “Time domain finite element analysis of multimode microwave applicators”, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, v. 32, n.3, p. 942-945, maio 1996.

- [25] Jianinming Jin, *The Finite Element Method in Electromagnetics*, John Wiley and Sons, Inc., 1993.
- [27] M. Koshiba, "Optical waveguide theory by the finite element method", Kluwer Academic Publishers, London, 1992.
- [28] M. Marrone, V. F. Rodriguez-Esquerre and H. E. Hernandez-Figueroa, "Novel numerical method for the analysis of 2D photonic crystals: the cell method", *Optics Express*, v.10, p.1299-1304 (2002).
- [29] V. F. Rodriguez-Esquerre and H. E. Hernandez-Figueroa, "Novel Time-Domain Step-by-Step Scheme for Integrated Optics Applications", *IEEE Photonics Technology Letters*, v.13, n. 4, p.311-313 (2001).

Circulador de 3-portas tipo Y

Neste capítulo, apresenta-se o projeto do protótipo de circulador 3-portas tipo Y, para micro-ondas, em um cristal fotônico bidimensional com rede hexagonal.

Este projeto está sendo desenvolvido em parceria com o Prof. Dr. Antônio Sérgio Bezerra Sombra, da Universidade Federal do Ceará (UFC), e o Prof. Dr. Hugo E. H. Figueroa, da Faculdade Engenharia Elétrica e Computação da Universidade Estadual de Campinas (FEEC-UNICAMP).

Trata-se de um projeto inédito no mundo, pois, pesquisando a bibliografia da área, não encontrou-se projetos desenvolvidos do circulador em cristal fotônico operando nem em micro-ondas, nem em frequências óptica, encontra-se apenas simulações de circuladores operando em frequências ópticas, sem quaisquer referência à confecção de protótipos.

A escolha pela produção do circulador operando em micro-ondas deve-se ao fato da facilidade para confecção dos cilindros dielétricos, do cilindro da ferrite, bem como da avaliação de desempenho do dispositivo.

Este projeto não tem como objetivo a confecção e, conseqüentemente, a produção em série para ser usado em algum tipo de dispositivo, pois as simulações demonstram, para o comprimento de onda de operação, uma pequena largura de banda, em torno de 12 MHz, para o nível de isolamento de -20 dB. Os circuladores existentes, como os de microfita e metálicos, já atendem satisfatoriamente o mercado, pois apresentam grande largura de banda, em torno de 100 MHz, para o nível de isolamento de -20 dB.

Objetiva-se, com este projeto, a validação das simulações, bem como o escalonamento para aplicações em frequências ópticas.

6.1 – Projeto do Cristal Fotônico

Para o projeto do cristal fotônico bidimensional, primeiramente, utilizamos uma ferramenta matemática para o cálculo do diagrama de bandas. Através do diagrama de bandas é possível definir se a estrutura apresenta um “*gap*” fotônico (região de frequências de propagação proibida para todas as direções no plano), assim como estabelecer a faixa de frequências proibidas.

Nesta tese, a ferramenta utilizada para o cálculo do diagrama de bandas foi um programa cedido pelo Prof. Dr. Hugo Figueroa, baseado no Método dos Elementos Finitos no domínio da frequência para solução das Equações de Maxwell no meio estratificado [1], [2], que foi desenvolvido pelo Prof. Dr. Vitaly F. R. Esquerre, durante seu trabalho de doutorado [3]. Este programa faz o cálculo do diagrama de bandas de estruturas bidimensionais a partir de seus parâmetros geométricos r/a e índices de refração.

A inserção da geometria da estrutura (célula unitária), com os respectivos valores de índices de refração dos materiais que compõem o cristal fotônico bidimensional, e a geração da malha de elementos triangulares são feitas com a utilização do programa Geometry and Data (GiD) [4]. As matrizes são geradas em Fortran e os cálculos para obtenção das soluções numéricas rodam numa plataforma do MatLab [5].

A geometria utilizada para a geração do cristal fotônico 2D consiste de colunas dielétricas ($n = 3,2$) cercadas por ar, formando um arranjo hexagonal, onde foi considerado um fator de preenchimento $r/a = 0,217$, onde r é o raio da coluna dielétrica e a é a constante de rede. O índice de refração do material é considerado constante e a estrutura de altura infinita. A direção paralela à altura da estrutura é o eixo z e o plano de periodicidade (plano de propagação das ondas eletromagnéticas) é o plano x - y . A Fig. 6.1a mostra a célula unitária e a correspondente zona de Brillouin para o arranjo hexagonal.

O diagrama de bandas foi calculado para o vetor de onda na zona irredutível de Brillouin (correspondente a $1/12$ da zona de Brillouin), percorrendo o caminho Γ -M-K- Γ . Pode-se verificar na Fig. 6.1b que, para estes pontos, as coordenadas na rede recíproca são: K $(0, 2\pi\sqrt{3}/3a)$, $\Gamma(0, 0)$ e M $(2\pi/3a, 2\pi\sqrt{3}/3a)$.

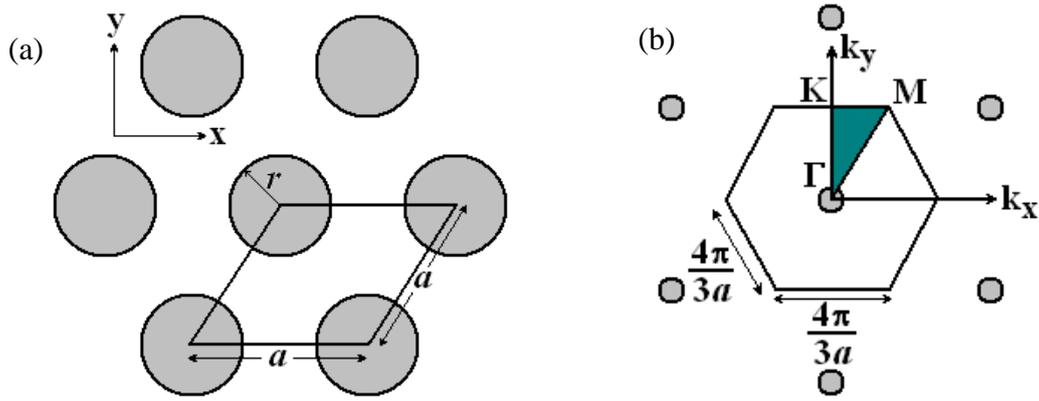


Figura 6.1. (a) Célula unitária (paralelogramo de lado a em destaque) para um arranjo hexagonal e (b) respectiva zona de Brillouin. A zona irreduzível é a cunha triangular de vértices Γ , K e M .

O diagrama de bandas do arranjo estudado foi calculado para o estado de polarização da luz TM. A polarização TM corresponde a modos cujo campo elétrico é paralelo ao eixo z .

Como pode ser visto na Fig. 6.2, existe um gap fotônico entre a primeira e a segunda banda para todas as direções do cristal fotônico, que corresponde à faixa de frequências normalizadas compreendidas entre $0,28 < \omega a/2\pi c < 0,44$. Nesta faixa não existem modos de propagação.

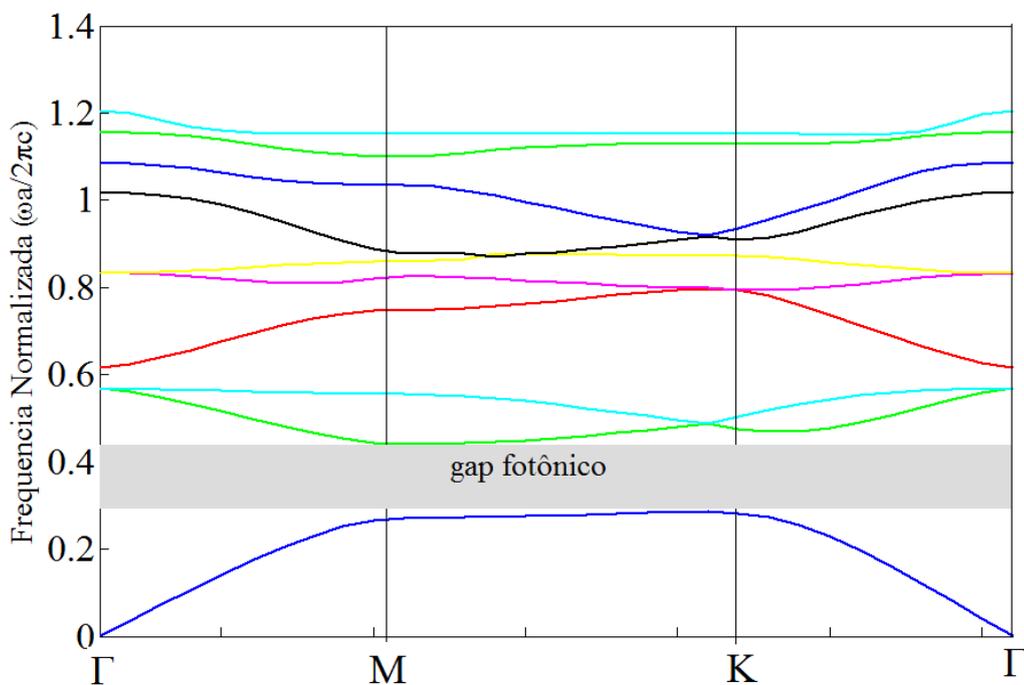


Figura 6.2. Diagrama de bandas calculado para um arranjo hexagonal de colunas dielétricas ($\epsilon_r = 10$) cercadas por ar, com parâmetros geométricos $r/a = 0,217$, para a polarização TM.

6.2 – Projeto dos guias de onda

A principal propriedade dos cristais fotônicos é a existência de uma banda de frequência de propagação proibida. Entretanto, para que estes cristais possam ser utilizados para construção de dispositivos, tanto ativos como passivos, é necessária a introdução de defeitos. Nestes defeitos, a luz com comprimento de onda na faixa do PBG fica confinada, pois não pode se propagar nas demais regiões do cristal fotônico. Desta forma, podem ser construídos dispositivos compactos com baixíssimas perdas, assim como guias de onda com larguras muito estreitas e curvas com raio de curvatura da ordem do comprimento de onda [6].

O nosso projeto propõe guias de onda, em cristais fotônicos, gerados por um defeito linear, obtido pela remoção de fileiras de colunas do dielétrico ao longo do sentido de propagação da luz, conforme mostra a Fig. 6.3a.

A relação de dispersão e a distribuição do campo elétrico são calculadas, considerando a simetria hexagonal para a polarização TM. A polarização TM corresponde a modos cujo vetor campo elétrico é paralelo ao eixo z.

A simulação dos guias de onda foi feita utilizando um segundo programa também cedido pelo Prof. Dr. Hugo Figueroa, desenvolvido pelo Prof. Dr. Vitaly Esquerre, que utiliza, também, o Método dos Elementos finitos (FEM) [1], [3], em uma supercélula (Fig. 6.3b). Assim como no cálculo dos diagramas de banda, tanto a estrutura periódica como os defeitos são considerados infinitos na direção z.

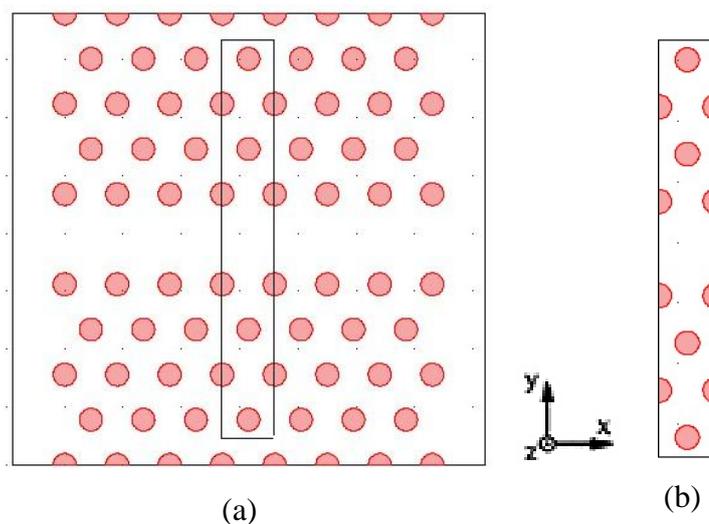


Figura 6.3. (a) Guia de onda no cristal fotônico bidimensional. (b) Supercélula utilizada para a simulação do guia de onda.

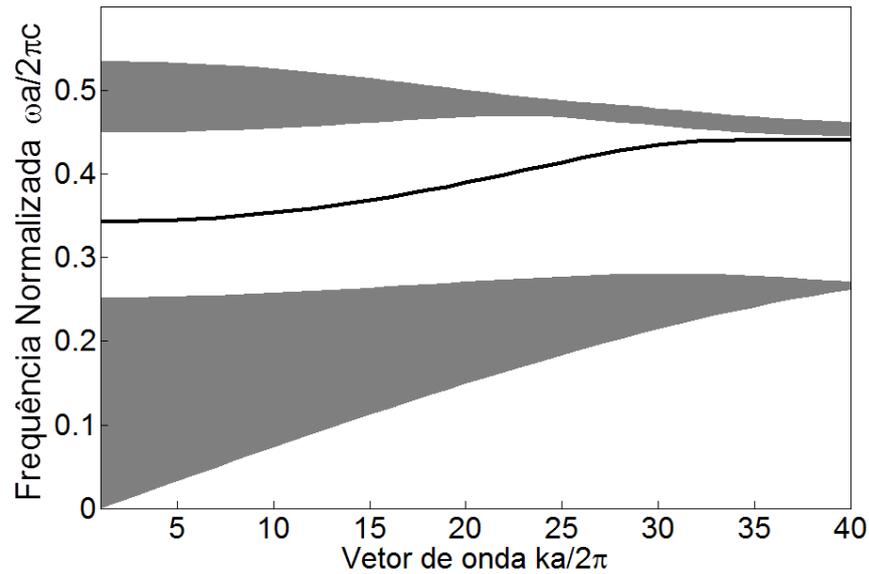


Figura 6.4. Curva de dispersão do modo TM do guia fotônico.

A Fig. 6.4 revela a existência um modo guiado correspondente à faixa de frequências normalizadas $0,35 < \omega a/2\pi c < 0,45$. Esse modo guiado está dentro do PBG e fica confinado dentro do guia nesta faixa de frequências. Entre $0,26 < \omega a/2\pi c < 0,35$ não existem modos guiados na direção ao longo do guia.

O cristal fotônico do nosso projeto possui período da estrutura igual a 45 mm. Para este período, existirá um modo guiado que ficará confinado no guia na faixa de frequência correspondente a $2,4\text{GHz} < f < 2,9\text{GHz}$. Para frequências acima desta faixa haverá espalhamento da onda dentro do cristal, enquanto que frequências abaixo desta faixa serão completamente refletidas.

6.3 – Determinação do raio do cilindro da ferrite

Na Fig. 6.5, é mostrado como os modos do ressonador foram pesquisados. Um defeito é inserido no centro do cristal e uma varredura de frequência é feita para encontrar os modos ressoantes. O defeito pode ser feito alterando-se o índice de refração ou o raio de um cilindro dielétrico. Aqui, preferiu-se por modificar apenas o raio do cilindro. A varredura de frequência é feita na faixa de $2,4\text{GHz} < f < 2,9\text{GHz}$, uma vez que os modos guiados estão dentro desta faixa de frequências.

Na Fig. 6.6, é mostrada a frequência dos modos ressoantes para diversos valores do raio. Nós limitamos a nossa análise ao modo dipolo, ignorando os outros modos. Em seguida, mostra-se na Fig. 6.7 a distribuição do campo eléctrico para os vários modos ressoantes existentes no interior da cavidade.

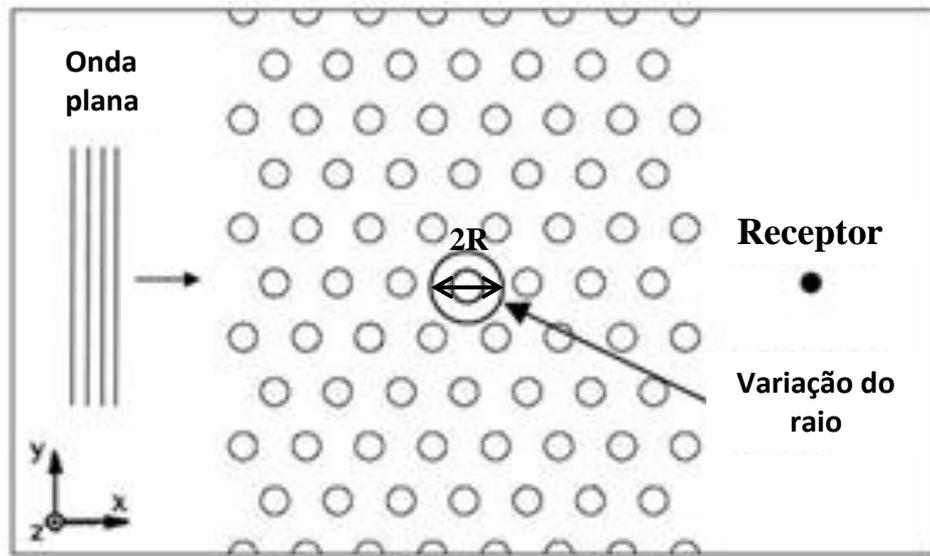


Figura 6.5. Configuração para a determinação dos modos do ressoador.

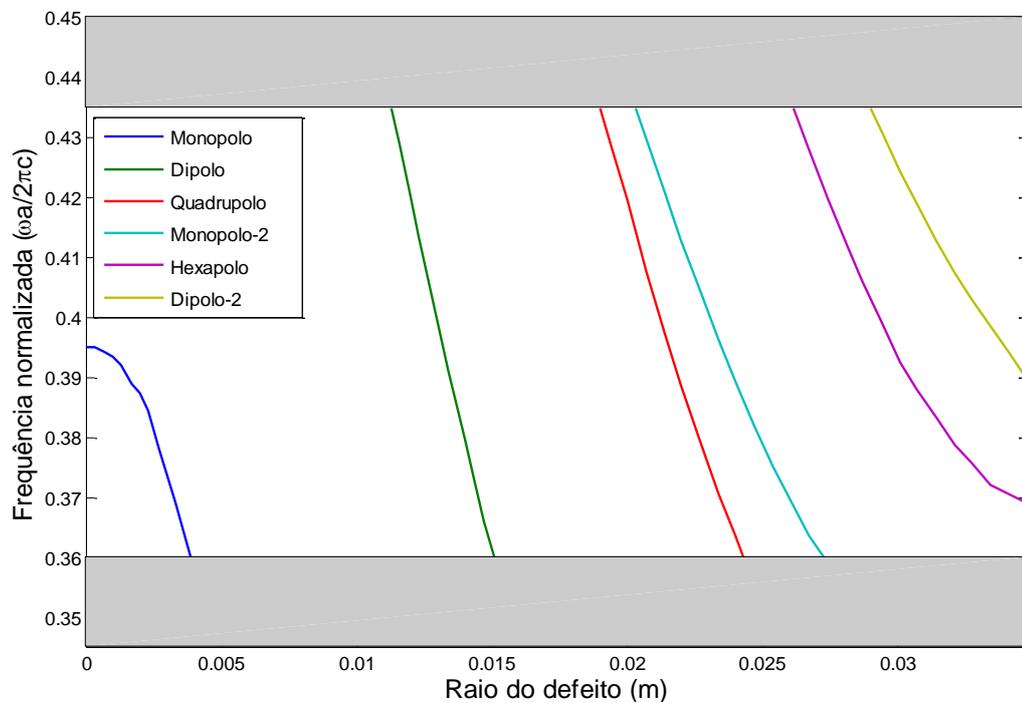


Figura 6.6. Frequência dos estados de defeito em um arranjo de cilindros dielétricos. O defeito é introduzido através de alterações do raio R de um cilindro. As regiões sombreadas indicam as extremidades dos modos guiados.

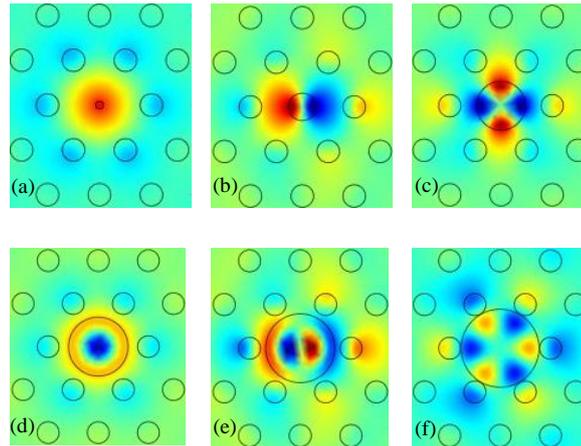


Figura 6.7. Distribuição do campo elétrico. (a) Monopolo, $R = 0,002m$. (b) Dipolo, $R = 0,012m$. (c) Quadrupolo, $R = 0,022$. (d) Monopolo-2, $R = 0,024m$. (e) Dipolo-2, $R = 0,032$. (f) hexapolo, $R = 0,0348$.

Para o raio do cilindro da ferrite foi escolhido o valor 12 mm, que corresponde à frequência central 0,3975 ($\omega a/2\pi c$) e que está na faixa onde ocorrem os modos dipolos, como mostrado na Fig. 6.6. Para os elementos do tensor permeabilidade magnética utilizamos os valores $\mu = 1,0$ e $k = 0,2$, para a constante dielétrica $\epsilon_r = 10$.

6.4 – Simulação do circulador 3-portas tipo Y

Para iniciarmos a simulação do modelo utilizando o *software* COMSOL, é necessário definir o tipo de problema com o qual estamos trabalhando, para que seja escolhido o módulo correto. Neste caso seguimos a sequência:

1. Selecionamos **2D**, na lista dimensão espacial;
2. Na lista de modos de aplicação, selecionamos **RF Module>In-Plane Wave> TM Wave>Harmonic propagation**. Esta sequência é mostrada na Fig. 6.8.

O objetivo do modelo é estudar as ondas TM que se propagam através do cristal. Para este modelo, usamos a equação de Maxwell para a componente transversal E_z do campo elétrico,

$$-\nabla \cdot \nabla E_z - n^2 k_0^2 E_z = 0 \quad (6.1)$$

onde n é o índice de refração e k_0 é o número de onda no espaço livre.

Para modelar a estrutura, o COMSOL apresenta uma interface gráfica de fácil manuseio, que possui opções de ferramentas CAD para a construção de objetos. A utilização do comando Draw > objects permite a inserção das formas geométricas desejadas.

A Fig. 6.9 mostra a geometria do circulador 3-portas tipo Y em um cristal fotônico bidimensional, proposto neste trabalho.

Após o processo de construção da geometria do modelo, foram inseridos os parâmetros físicos, utilizando-se o menu Physics. Nesta etapa, foram inseridas no modelo as características de cada subdomínio (Physics > subdomain settings) e as condições de contorno (Physics > boundary settings).

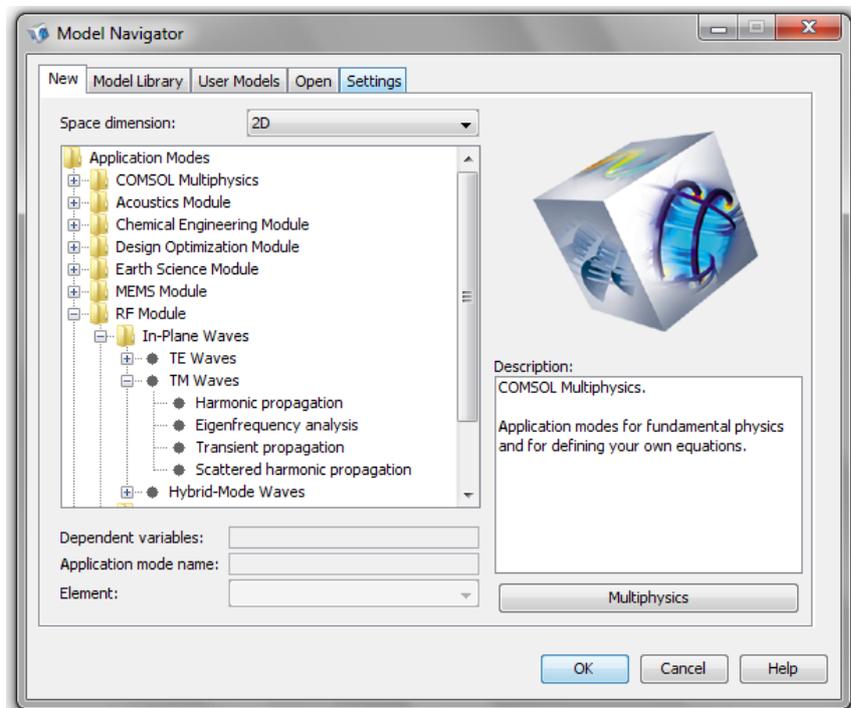


Figura 6.8. Tela de inicialização do *software* COMSOL multiphysics.

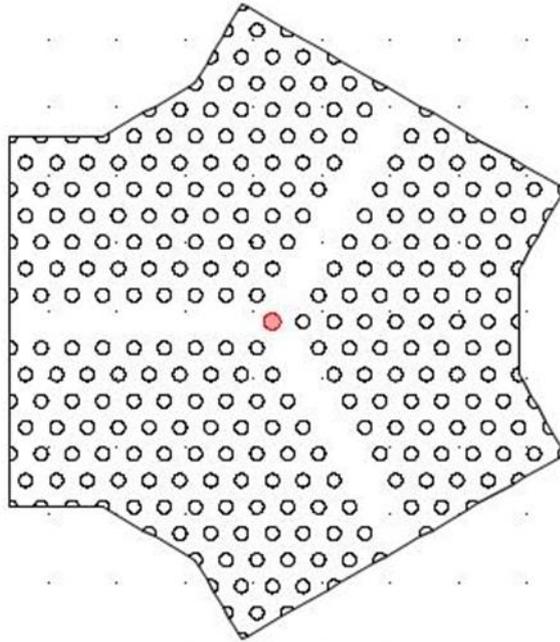


Figura 6.9. Geometria do circulator 3-portas tipo Y, para um cristal fotônico bidimensional de estrutura hexagonal de constante de rede $a = 45$ mm. Os círculos em branco representam os dielétricos de raio $r = 9,8$ mm e $\epsilon_r = 10$. O círculo central em cor rósea representa a ferrite de raio $r = 12$ mm e $\epsilon_r = 10$.

As características de cada subdomínio foram declaradas manualmente, de acordo com a figura abaixo:

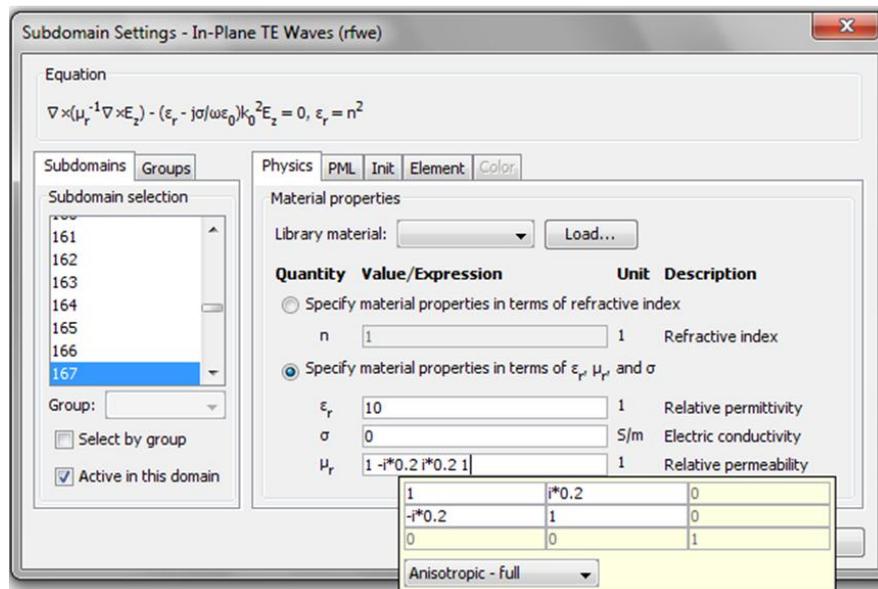


Figura 6.10. Tela onde são inseridos os parâmetros dos subdomínios. Em destaque, na cor amarela, os parâmetros do tensor permeabilidade magnética μ_r para a ferrite.

A Fig. 6.11 mostra a tela do COMSOL, onde são definidas as condições de contorno e, na Fig. 6.12-a, são mostradas as condições de contorno do modelo. Considerando o meio

infinito, utilizamos a condição de contorno de espalhamento, para o limite da onda incidente admitimos $E_z = 1$ e para o restante $E_z = 0$.

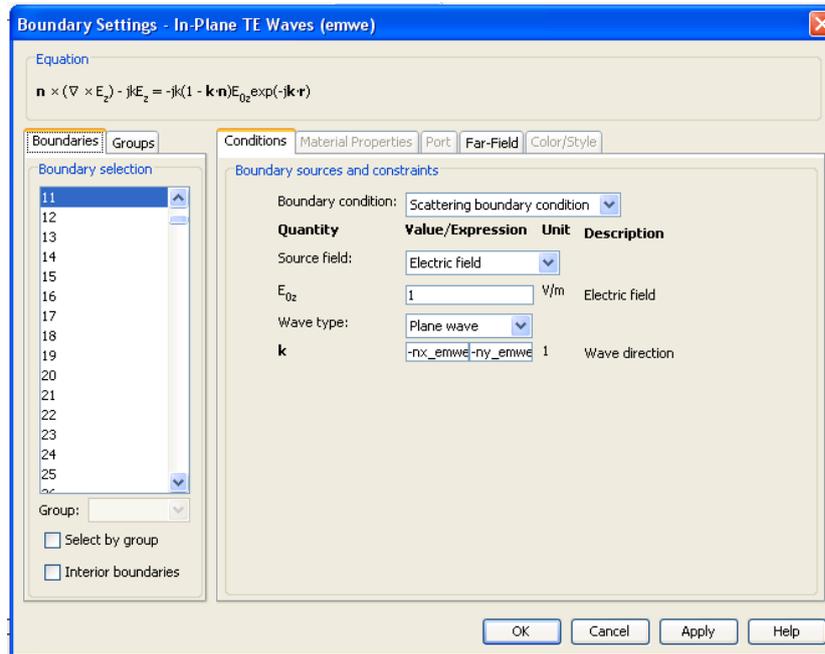


Figura 6.11. Tela onde são declaradas as condições de contorno do modelo.

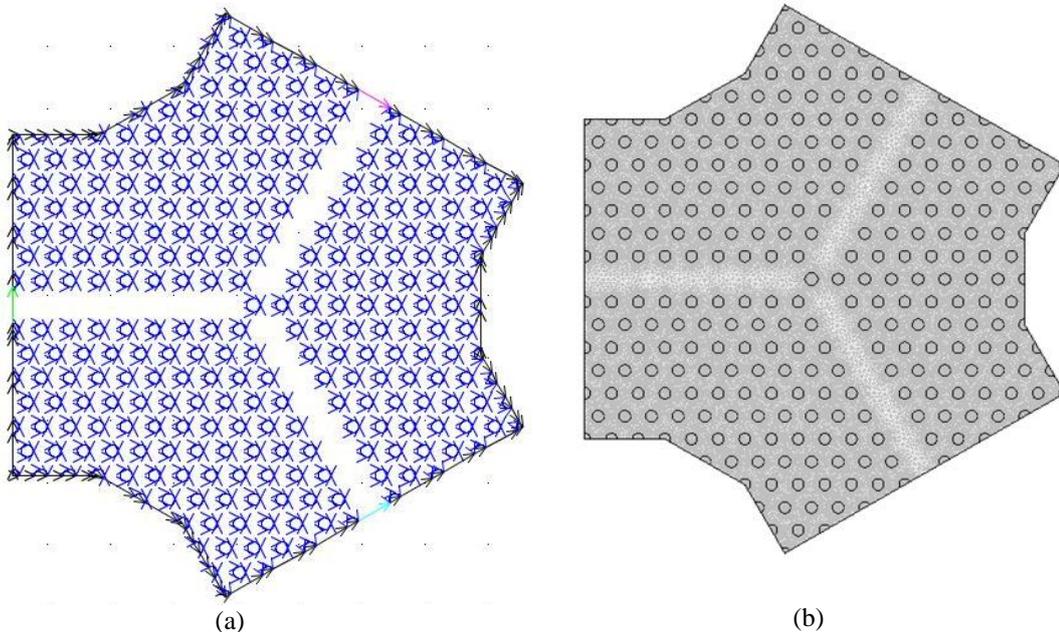


Figura 6.12. (a) Condições de contorno do modelo. (b) Discretização do modelo, apresentando uma malha com 112.481 elementos.

Após a definição dos domínios e condições de contorno, a próxima etapa é a discretização do modelo. Utilizando o menu **Mesh**, o programa executa automaticamente a geração das malhas. A Fig. 6.12b mostra a discretização do modelo proposto neste trabalho.

Esta etapa é muito importante já que a exatidão da solução do método de elementos finitos depende de como o domínio é dividido. Se a discretização for superficial, os riscos de se obterem resultados não confiáveis são maiores, enquanto que, para uma discretização profunda, o tempo de simulação pode tornar-se demasiadamente longo.

Finalmente, pode-se realizar a última etapa da simulação, referente ao processamento e visualização dos resultados, conforme mostra a Fig. 6.13, utilizando-se o menu **Solve**.

No gráfico da Fig. 6.14, são mostrados os valores obtidos para os parâmetros S_{21} e S_{31} , em função da frequência, onde podemos notar que, para uma excitação aplicada na porta 1 com frequência normalizada dada por $0,4143(\omega a/2\pi c)$, a isolação na porta 3 é de cerca de -27 dB e a perda de transmissão para porta 2 é de cerca de -0,31 dB. No comprimento de onda de operação de $\lambda = 0,1\text{m}$, a largura de banda calculada está em torno de 12 MHz para o nível de isolação de -20 dB.

O circulator 3-portas tipo Y tem a simetria C_{3v} (C_3) (em notações Schoenflies [7]). O grupo magnético C_{3v} (C_3) contém o eixo de rotação por 120° e três antiplanos verticais de simetria. A Fig. 6.15, mostra os esquemas de excitação do circulator tipo Y com modo dipolo. A direção de circulação é $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$.

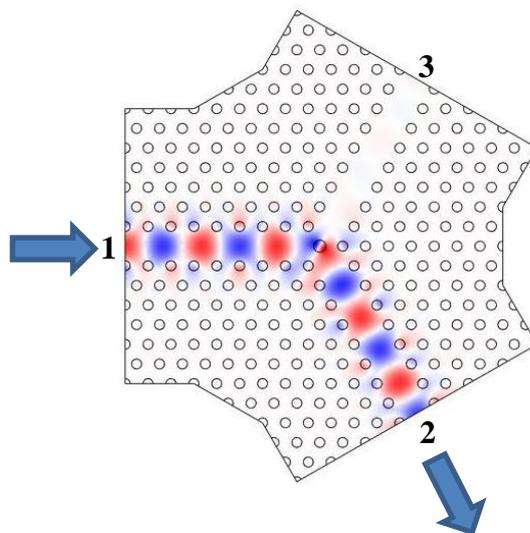


Figura 6.13. Distribuição espacial do campo elétrico para o modelo de circulator 3-portas proposto.

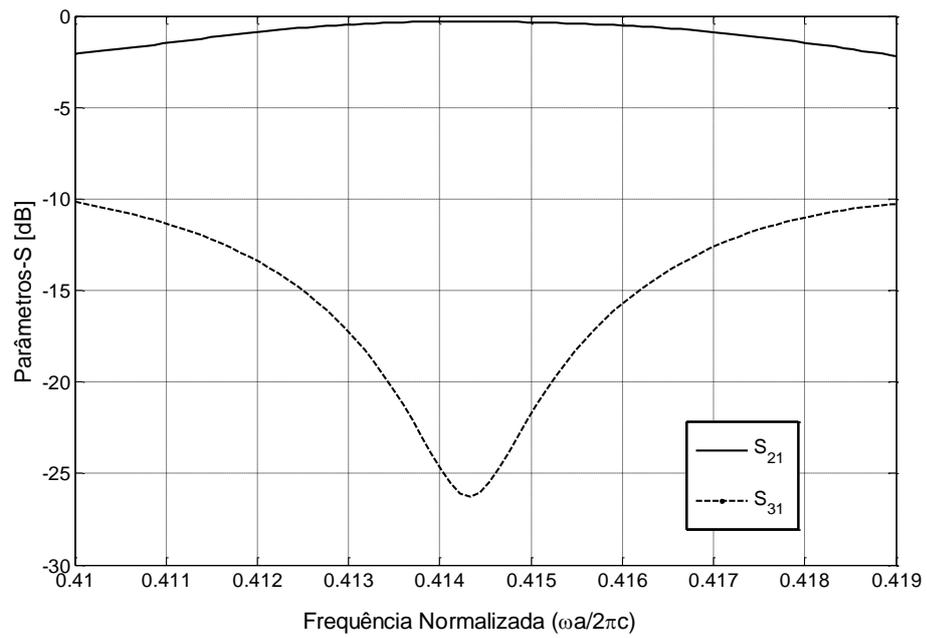


Figura 6.14. Parâmetros-S para excitação na porta 1.

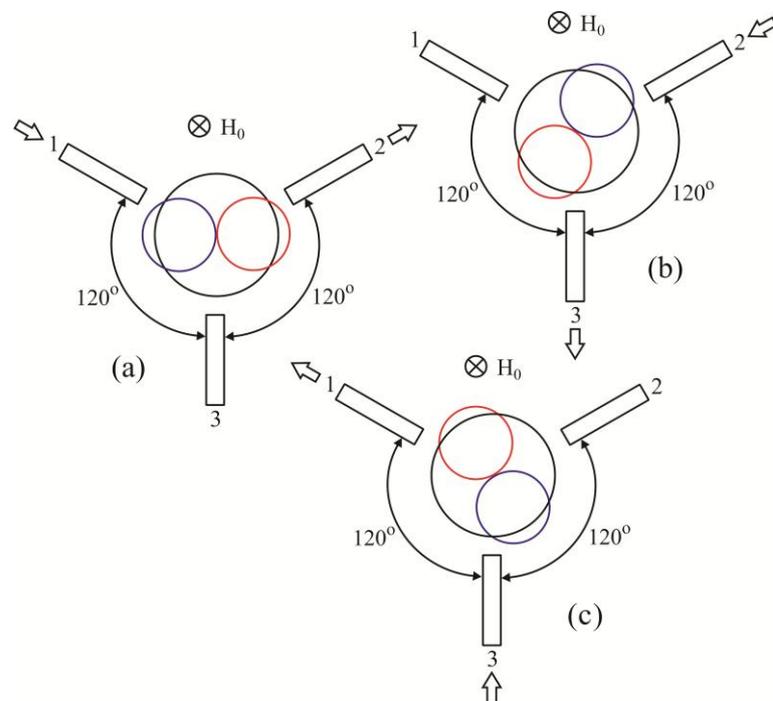


Figura 6.15. Esquemas de excitação do circulator Y com modo dipolo. A direção de circulação é $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$.

Na Fig. 6.16, mostra-se a amplitude calculada da componente do campo magnético H_z na frequência normalizada $0,4143(\omega a/2\pi c)$ para excitação nas portas 1, 2 e 3, respectivamente. A amplitude do campo cresce consideravelmente na cavidade MO e as orientações do modo dipolo estão de acordo com os esquemas da Fig. 6.15.

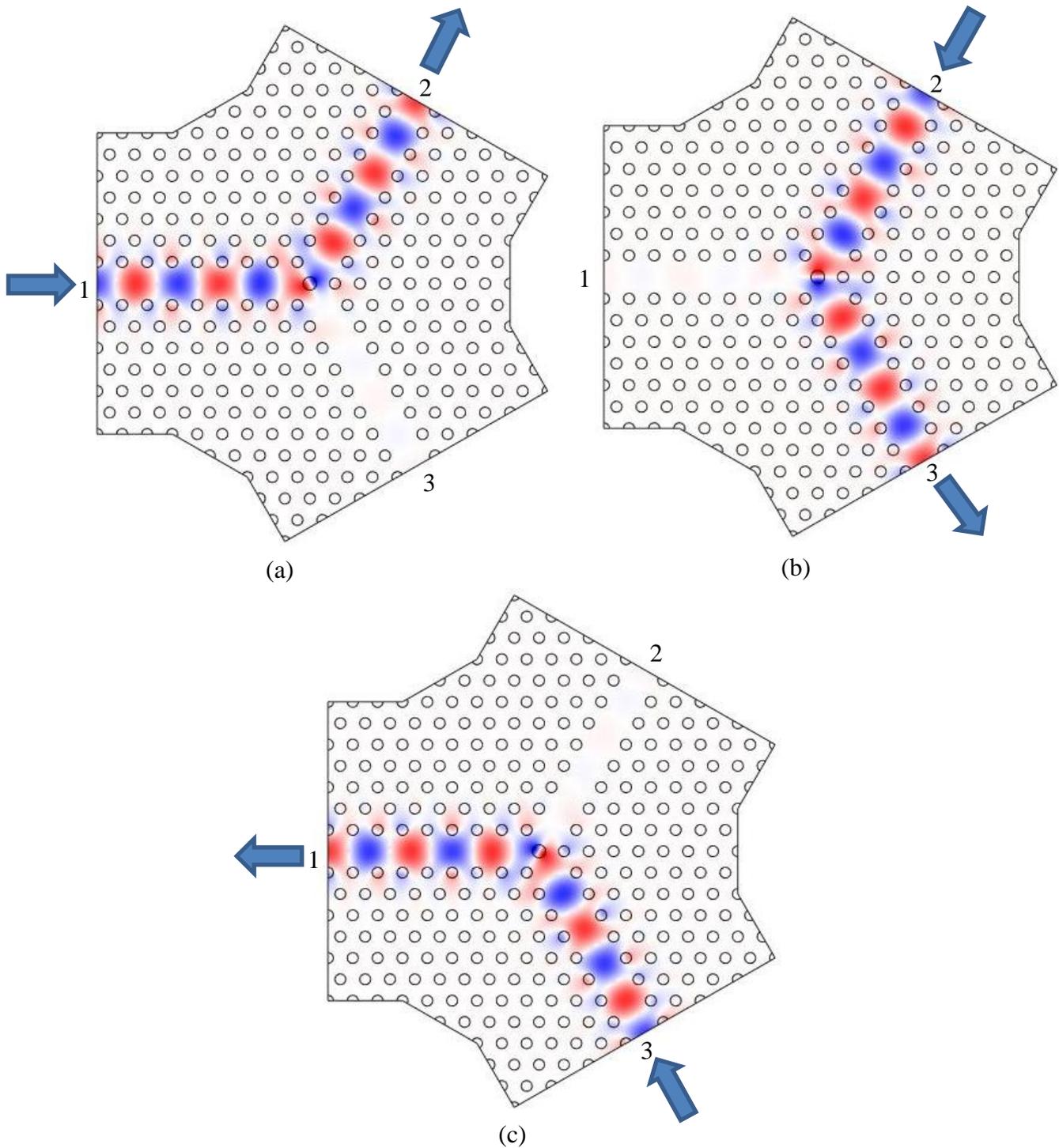


Figura 6.16. Componente E_z do campo elétrico no circulator Y para excitação nas portas 1, 2 e 3.

6.5 – Referências

- [1] M. Marrone, V.F. Rodriguez-Esquerre, and H. E. Hernandez-Figueroa, “Novel numerical method for the analysis of 2D photonic crystals: the cell method”, *Opt. express.*, v.10, p.1299-1304 (2002).
- [2] S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve, and J. D. Joannopoulos, “Guided modes in photonic crystal slabs”, *Phys. Rev. B*, v.60, p.5751-5758 (1999).
- [3] Vitaly F. R. Esquerre, “Modelagem de Estruturas Fotônicas por Elementos Finitos 2D no Domínio do Tempo”, Tese de doutorado, FEEC/Unicamp, Campinas (2003).
- [4] http://gid.cimne.upc.es/support/gid_toc.subst.
- [5] <http://www.mathworks.com>.
- [6] J.D. Joannopoulos, R.D. Meade e J.N. Winn, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, Princenton, Setembro 1995.
- [7] A. A. Barybin and V. A. Dmitriev, *Modern Electrodynamics and Coupled-Mode Theory: Application to Guided-Wave Optics* (Rinton Press, 2002).

Circulador óptico compacto 3-portas tipo W

Entre os dispositivos de grande interesse para serem integrados aos níveis de *chips* ópticos estão os componentes não recíprocos, tais como os circuladores ópticos. Esses componentes são empregados, em particular, na proteção de fontes de luz contra reflexões prejudiciais causadas por cargas não casadas idealmente. Usando um ressoador magneto-óptico em um cristal fotônico bidimensional, foi mostrado teoricamente em [1-2] que é possível construir um circulador óptico compacto de três portas tipo Y. Em [3], isso foi demonstrado para o circulador tipo T.

Neste capítulo, mostra-se a possibilidade de desenvolver um circulador óptico compacto tipo W, que é mostrado na Fig. 7.1. O dispositivo é baseado na cavidade magneto-óptica similar àquela sugerida em [2].

O circulador tipo W é obtido alterando-se a posição da porta 3 do circulador tipo Y, conectando-a entre as portas 1 e 2 a uma distância angular de 60° . O circulador é mais compacto que o circulador Y por conta da orientação especial das portas, permitindo flexibilidade geométrica no design de circuitos integrados. O circulador não possui a simetria de rotação por 120° do circulador Y. Como consequência, as respostas em frequência para diferentes excitações das portas são levemente diferentes, como é mostrado na análise de simetria e pelos resultados das simulações. Para a simulação do circulador W nós usamos o software COMSOL [4].

O circulador W tem uma simetria reduzida que é definida por um único elemento $T\sigma$, isto é, o plano vertical de simetria σ combinado com o operador de reversão temporal T (O elemento $T\sigma$ é chamado antiplano [5]). O plano σ passa através da porta 3 (Fig.7.1a). Usando um método de teoria de grupos, calcula-se a matriz de espalhamento para o circulador W:

$$[S]_W = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{21} & S_{11} & S_{23} \\ S_{23} & S_{13} & S_{33} \end{bmatrix} \quad (7.1)$$

Essa matriz tem seis parâmetros complexos independentes e as seguintes relações: $S_{32} = S_{13}$, $S_{31} = S_{23}$ e $S_{22} = S_{11}$. Essas igualdades obtidas da análise de simetria são independentes da frequência.

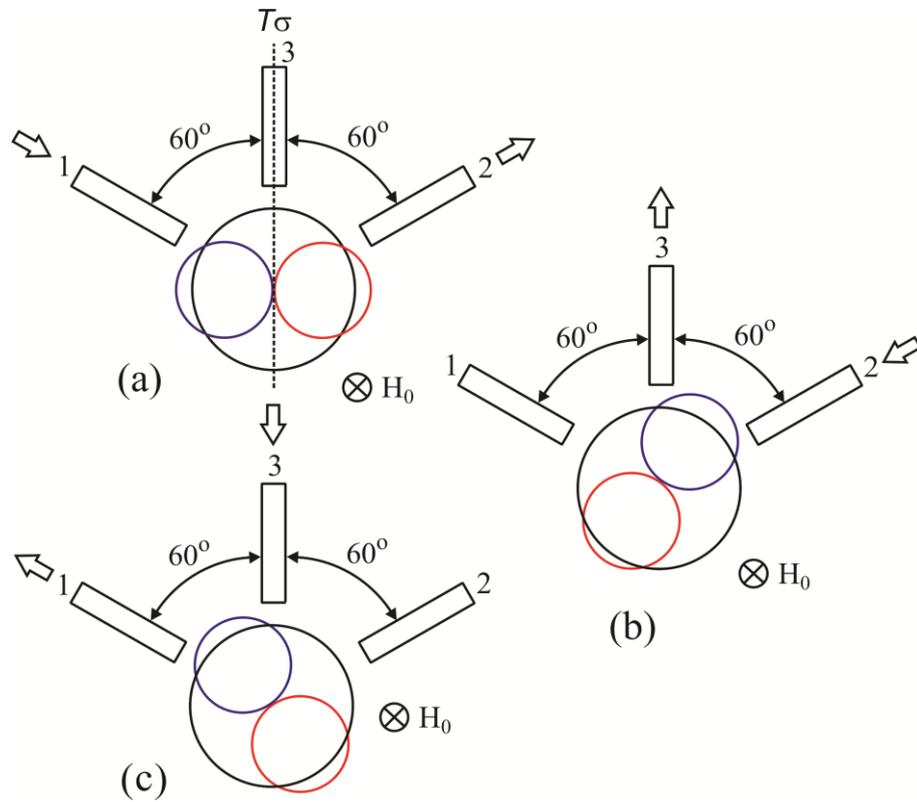


Figura 7.1. Esquemas de excitação do circulator W com modo dipolo da cavidade magneto-óptica. A direção de circulação é $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$.

7.1 – Descrição da estrutura

O presente circulator W é baseado na cavidade MO em um cristal fotônico 2D com constante de rede a . O cristal fotônico é uma rede hexagonal de furos de ar de raio $0,3a$ no semiconductor magnético EuO [6]. O material é descrito pelo seguinte tensor permissividade elétrica e permeabilidade magnética:

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \varepsilon_0 \begin{bmatrix} \varepsilon_r & ig & 0 \\ -ig & \varepsilon_r & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_r \end{bmatrix}; \mu = \mu_0 \quad (7.2)$$

onde $\varepsilon_r = 6,25$, $g = 0,3$, e $g/\varepsilon_r = 0,048$ (parâmetro de Voigt).

O objetivo de nosso trabalho é demonstrar o princípio de funcionamento do circulador três portas com menor simetria. Portanto, deliberadamente escolheu-se um valor maior do parâmetro de Voigt do que aquele usado em [1-2],[7-9] porque isso nos permitiu usar a estrutura do ressoador de [2] apenas com pequenas modificações. Observa-se que o ressoador é o principal problema no design do circulador. O menor valor do parâmetro de Voigt possivelmente irá ocasionar um deslocamento dos picos para as curvas de isolamento. Este deslocamento pode ser corrigido através da geometria do ressoador.

Sem magnetização, a cavidade suporta dois modos localizados degenerados rotacionando em direções opostas. A superposição deles gera um modo dipolo estacionário. O campo magnético DC de polarização H_0 faz com que o padrão de campo da onda estacionária rotacione de 30° , formando a distribuição desejada dos campos eletromagnéticos AC, com um nó na porta isolada. Os dois círculos pequenos na Fig. 7.1 representam esquematicamente a distribuição do campo magnético AC H_z , mostrando a onda estacionária (modo dipolo idealizado) nos ressoadores com H_0 aplicado.

7.2 – Resultados

Com o objetivo de demonstrar a viabilidade do circulador W, para excitação em cada uma das portas, foram calculadas a transmissão e a isolamento nas outras duas portas, de acordo com os esquemas da Fig. 7.1. Por exemplo, quando a excitação é aplicada na porta 1, a transmissão e a isolamento são calculadas nas portas 2 e 3, respectivamente.

Nas Figs. 7.2, 7.3 e 7.4, mostram-se as características de frequência dos circuladores para a excitação nas portas 1, 2 e 3, respectivamente. Na Fig. 7.2, as curvas com pontos correspondem ao circulador Y baseado na mesma cavidade MO, proposto em [2].

Nos cálculos, são ignoradas as perdas no guia de onda e na cavidade, ou seja, as curvas foram normalizadas em relação ao máximo da transmissão de potência.

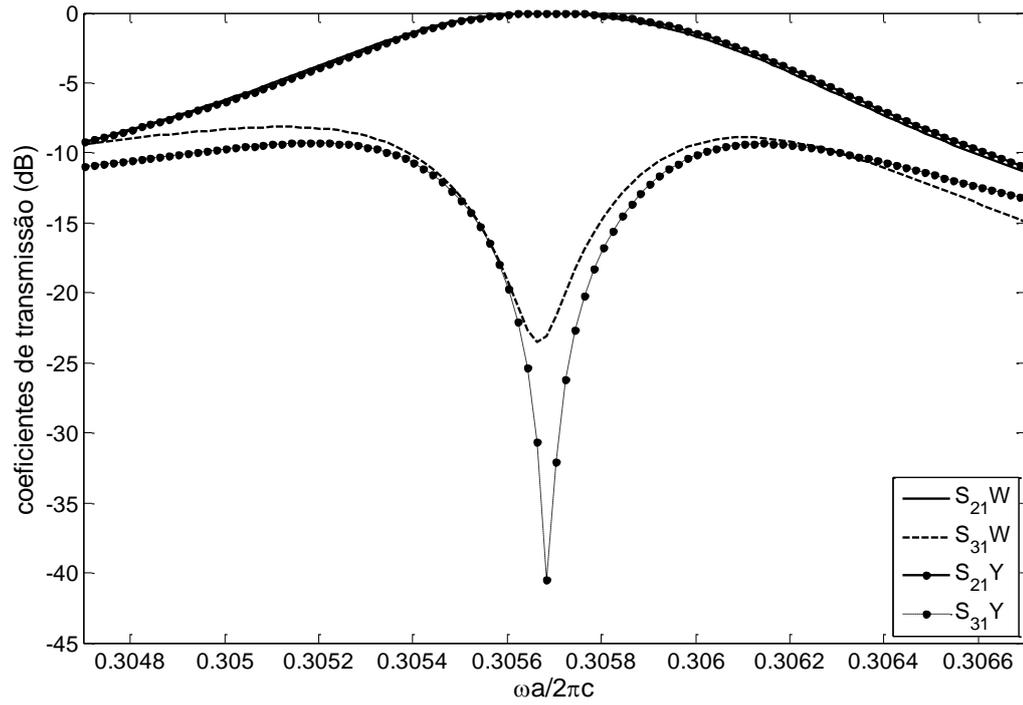


Figura 7.2. Parâmetros da matriz S para excitação na porta 1. As curvas pontilhadas são para o circulator Y, enquanto as sem pontos são para o circulator W.

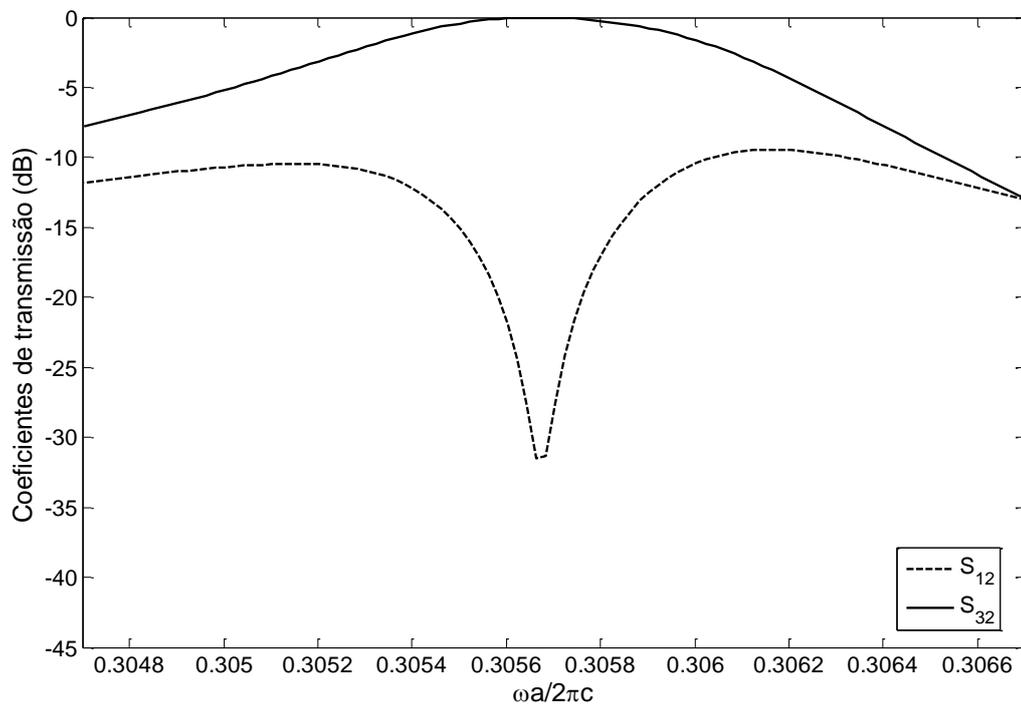


Figura 7.3. Parâmetros da matriz S para o circulator W com excitação na porta 2.

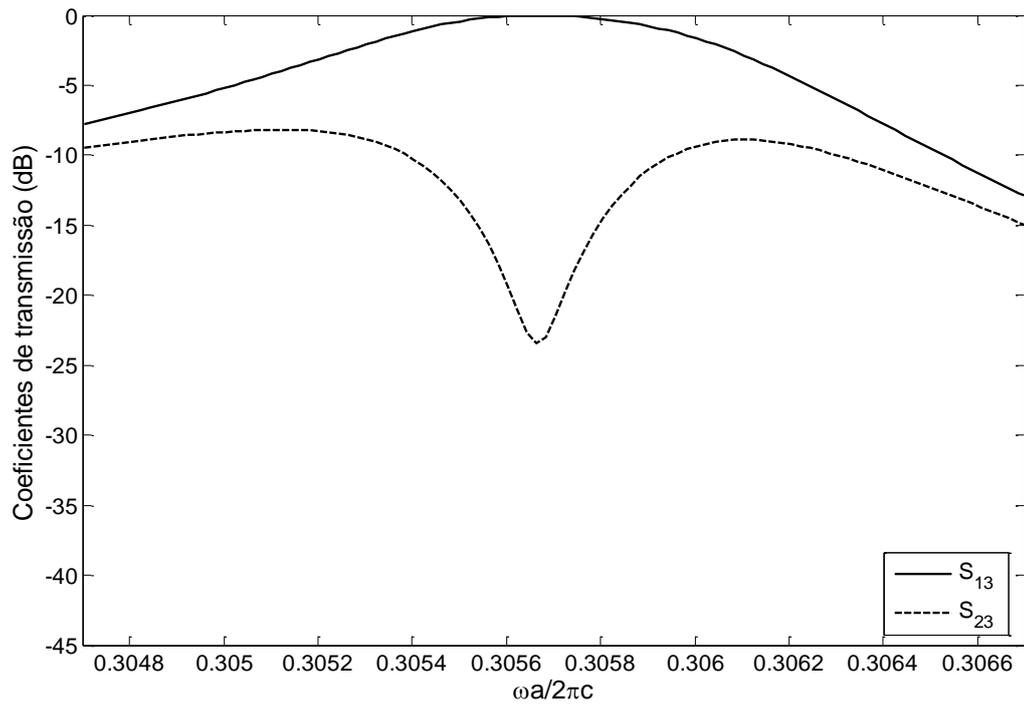


Figura 7.4. Parâmetros da matriz S para o circulator W com excitação na porta 3.

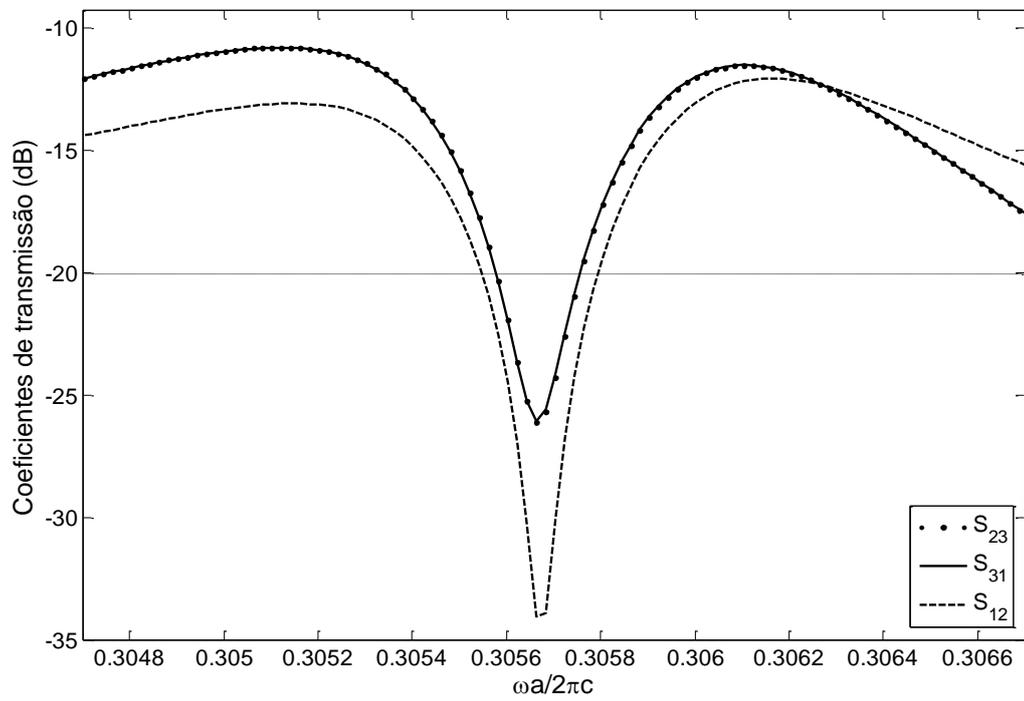


Figura 7.5. Comparação das curvas de isolamento para excitação do circulator W nas portas 1, 2 e 3.

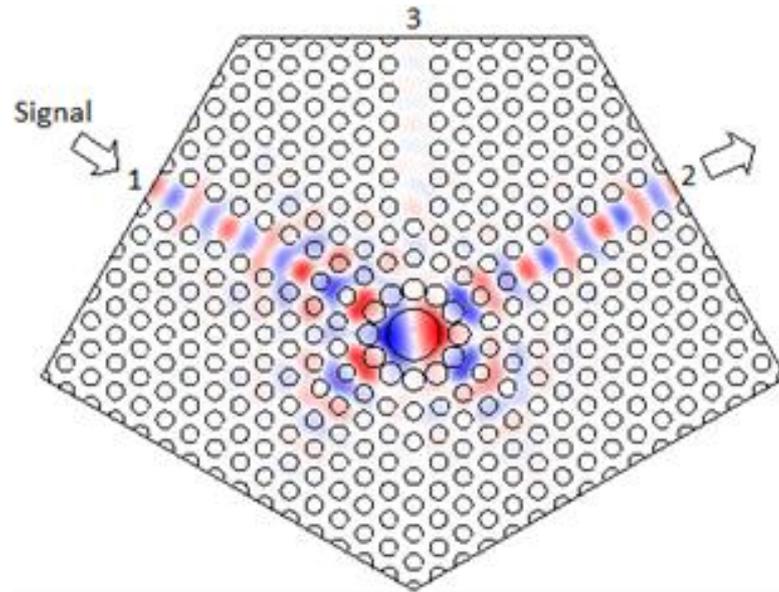


Figura 7.6. Componente H_z do campo magnético no circulator W para excitação na porta 1.

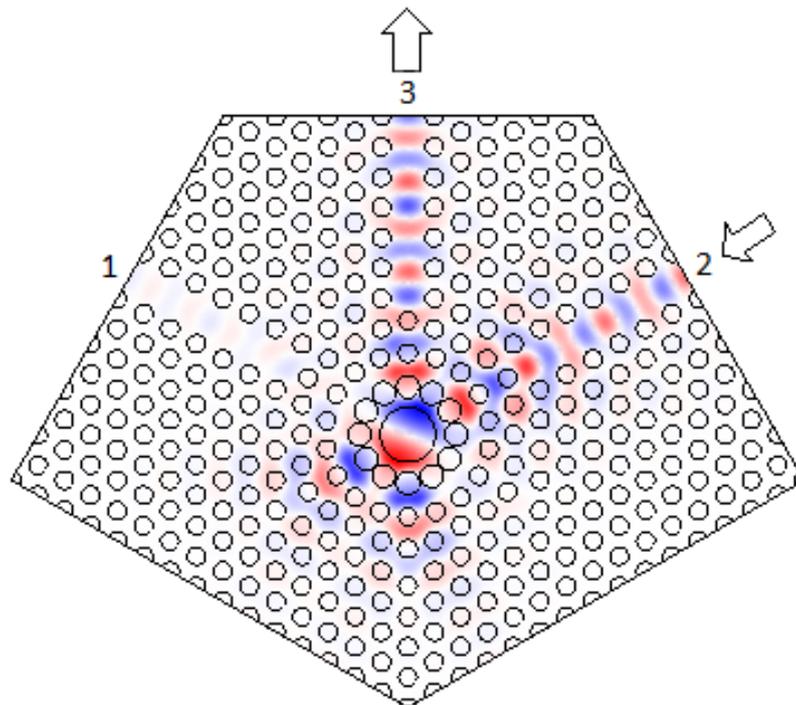


Figura 7.7. Componente H_z do campo magnético no circulator W para excitação na porta 2.

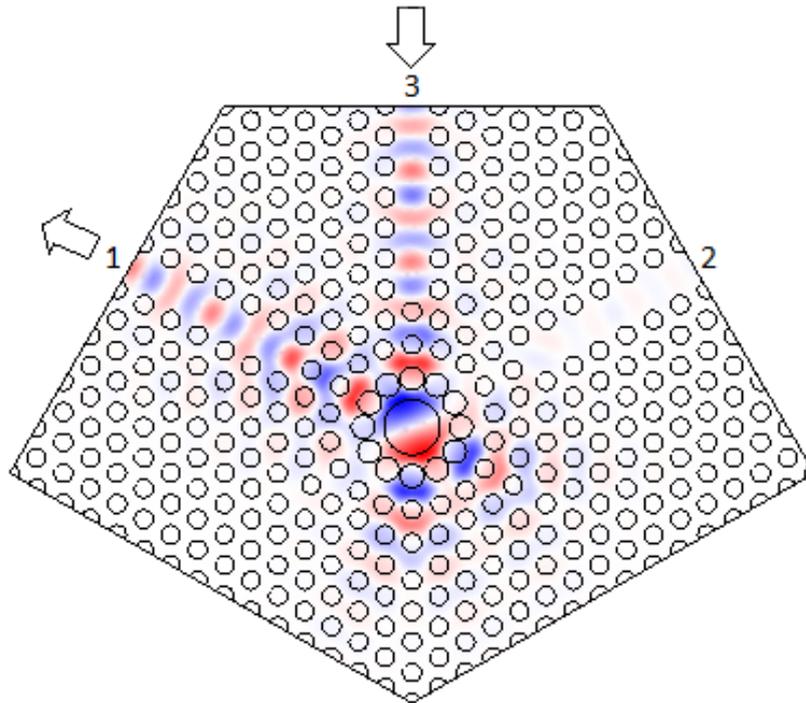


Figura 7.8. Componente H_z do campo magnético no circulator W para excitação na porta 3.

Na Fig. 7.5, as curvas de isolação apresentadas nas Figs. 7.2 à 7.4, são colocadas juntas para comparação. Como previsto através da análise de simetria, as isolações S_{31} e S_{23} são coincidentes, mas o pico de S_{12} é maior e a curva S_{12} é mais larga com respeito aos outros dois parâmetros S_{23} e S_{31} .

No comprimento de onda de operação de $1.5 \mu\text{m}$, a largura de banda calculada está em torno de 100 GHz para o nível de isolação de -20 dB.

Nas Figs. 7.6 à 7.8, mostra-se a amplitude calculada da componente do campo magnético H_z na frequência normalizada $0,3049(\omega a/2\pi c)$ para excitação nas portas 1, 2 e 3, respectivamente. Como pode ser visto através das figuras, a amplitude do campo cresce consideravelmente na cavidade MO e as orientações do modo dipolo estão de acordo com os esquemas da Fig. 7.1.

7.3 – Conclusão

As respostas em frequência do circulador W são levemente diferentes para excitações em diferentes portas. Entretanto, devido ao alto fator Q do ressonador, a influência da assimetria do circulador não é muito grande. Além disso, em aplicações práticas, é necessário ter coincidência das características para a porta de entrada (que pode ser, por exemplo, a porta 2, Fig. 7.1b) e para a porta de saída (porta 3). Da análise acima, nós temos o que precisamos, isto é, $S_{32} = S_{13}$ e $S_{31} = S_{23}$. Quando o circulador é usado como isolador, as respostas em frequência da porta 1 (onde uma carga casada é conectada) são menos importantes.

7.4 – Referências

- [1] Z. Wang and S. Fan. “Optical circulators in two-dimensional magneto-optical photonic crystals”. *Opt. Lett.* v.30, p.1989, 2005.
- [2] W.Smigaj, J. R.Vivas, B. Gralak, L. Magdenko, B. Dagens and M. Vanwolleghens. “Magneto-optical circulator designed for operation in a uniform external magnetic field”. *Opt. Lett.* v.35, p.568. 2010.
- [3] Q. Wang, Z. Quyang, K. Tau, M. Lin and S. Ruan. “T-shaped optical circulator based on coupled magneto-optical rods and a side-coupled cavity in a square-lattice photonic crystal”. *Phys. Lett. A*, v.376, p.646. 2012.
- [4] www.comsol.com.
- [5] A. A. Barybin and V. A. Dmitriev, *Modern Electrodynamics and Coupled-Mode Theory: Application to Guided-Wave Optics* (Rinton Press, 2002).
- [6] J. Dimmock, C. Hurwitz, and T. Reed, *Appl. Phys. Lett.* v.14, p. 49-51. 1969.
- [7] Q. Wang, Z. Quyang, K. Tau, M. Lin, S. Ruan, “T-shaped optical circulator based on coupled magneto-optical rods and a side-coupled cavity in a square-lattice photonic crystal”, *Physics Letters A*, v. 376, p. 646-649, 2012.
- [8] Z. Wang and S. Fan, “Suppressing the effect of disorders using time-reversal symmetry breaking in magneto-optical photonic crystals: An illustration with a four-port circulator”, *Photonics and Nanostructures*, v. 4, p. 132-140, 2006.
- [9] J. O. Dimmock, C. E. Hurwitz and T. B. Reed, “Infrared transmission, magnetic birefringence, and Faraday rotation in EuO”, *Applied Physics Letters*, v. 14, p. 49-51, 1969.

Conclusões e Trabalhos Futuros

Este capítulo tem como objetivo apresentar as principais conclusões e contribuições deste trabalho de tese, assim como identificar alguns outros trabalhos em potencial a serem realizados no futuro.

8.1 – Conclusões

Neste trabalho de tese foram abordados novos circuladores compactos com 3-portas tipos W e Y, baseados em cristais fotônicos bidimensionais, que podem ser utilizados em sistemas de comunicações, bem como os diversos métodos utilizados para analisar estes cristais, dando-se ênfase ao método dos elementos finitos, em virtude do software comercial escolhido para as simulações (*COMSOL Multiphysics*®) utilizar o referido método.

Entre estes dispositivos investigados, encontram-se os dispositivos que despertam grande interesse para serem integrados aos níveis de *chips* ópticos, os componentes não-recíprocos, tais como os circuladores ópticos. Esses circuladores têm como função principal, prover isolamento de sinais e suprimir reflexões parasitas.

Foram sugeridas e investigadas neste trabalho duas geometrias para os circuladores baseados em cristais fotônicos, um circulador três portas tipo Y e um tipo W, cujos efeitos da não reciprocidade foram obtidos através da inserção, no centro das junções, de um cilindro de ferrite magnetizada e através de uma cavidade magneto-óptica, respectivamente.

O circulador três portas tipo Y, para micro-ondas, foi investigado com o objetivo de gerar um protótipo inédito. A escolha pela produção do circulador operando em micro-ondas deve-se ao fato da facilidade para confecção e avaliação de desempenho do dispositivo. As simulações do dispositivo demonstraram, para o comprimento de onda de operação, uma largura de banda em torno de 12 MHz, para o nível de isolamento de -20 dB e perdas de inserção maior que -0,5 dB.

A geometria tipo W, para o circulador três portas, operando em frequências ópticas, mostrou-se mais compacta, por conta da orientação especial das portas, dando mais flexibilidade geométrica no design de circuitos integrados.

Por não possuir simetria de rotação por 120° , como os circuladores tipo Y, observou-se que as respostas em frequência foram levemente diferentes para excitações em diferentes portas. Entretanto, devido ao alto fator Q do ressoador, a influência da assimetria do circulador não foi muito grande. Além disso, para o comprimento de onda de operação de $1.5 \mu\text{m}$, a largura de banda calculada está em torno de 100 GHz para o nível de isolamento de 20 dB e perdas de inserção 0,5 dB.

Como principais contribuições deste trabalho pode-se destacar a utilização da teoria de grupos de forma sistemática para análise dos circuladores investigados, o projeto inédito do circulador três portas tipo Y para micro-ondas e a possibilidade de desenvolver o circulador tipo W, mais compacto que o circulador Y, operando em frequências ópticas.

8.2 – Trabalhos futuros

- Realização de medições experimentais do circulador três portas tipo Y, para micro-ondas, bem como o escalonamento para aplicações em frequências ópticas.
- Analisar novas geometrias do ressoador, para um melhor ajuste das curvas de isolamento.

8.3 – Publicações na linha de pesquisa deste trabalho

1. DMITRIEV, V. A.; SOUZA, F.J.M.S.; COSTA, M. B. Symmetry properties of fcc magnetic photonic crystals. In: 5th Brazilian MRS Meeting, 2006, Florianópolis. SBPMat – Sociedade Brasileira de Pesquisas em Materiais, 2007.
2. COSTA, M. B. C.; SOUZA, F. J. M.; DMITRIEV, V. A. Propriedades Simétricas de Cristais Fotônicos 2D com Rede Hexagonal. In: 31^o Congresso Nacional de Matemática aplicada e computacional (CNMAC), Belém-Pa, 2008.
3. COSTA, M. B. C.; SOUZA, F. J. M.; DMITRIEV, V. A. Cálculo de bandas de frequências para desenvolver circuladores ópticos em cristais fotônicos através do método de elementos finitos. In: 31^o Congresso Nacional de Matemática aplicada e computacional (CNMAC), Belém-Pa, 2008.

4. DMITRIEV, V. A.; SOUZA, F.J.M.; COSTA, M. B. C.; PORTELA, G. T. Three and Four Port Integrated Optical Circulators Based on Photonic Crystals: Theoretical Analysis and Numerical Simulations. 11th International Conference on Advanced Materials – ICAM. Rio de Janeiro-RJ, 2009.
5. DMITRIEV, V. A.; SOUZA, F.J.M.; MORAES, G.; KAWAKATSU, M. 2D photonic crystal resonators with Time-reversal broken symmetry and nonreciprocal components on their basis. 9th International Information and Telecommunication Technologies Symposium – I2TS. Rio de Janeiro, 2010.
6. DMITRIEV, V. A, SOUZA, F.J.M.; MORAES, G.M. Resonators with nonreciprocal media and three- and four-port integrated optical circulators based on 2D photonic crystals, PIERS 2011, Marrocos, Marrakesh, accepted.
7. DMITRIEV, V. A.; SOUZA, F.J.M.; KAWAKATSU, M.N. Compact three-port optical two-dimensional photonic crystal-based circulator of W-format. Opt. Lett. v. 37, p.3192-3194, 2012